

D/68

ADALÉKOK A MICHELSON - FÉLE
INTERFEROMÉTER MŰKÖDÉSÉHEZ
ÉS FELHASZNÁLÁSÁHOZ

JÓZSEF ATTILA TUDOMÁNYEGYETEM
Pedagógiai-Pszichológiai
Szakcsoport Könyvtára

M á r k u s J e n ő
főiskolai adjunktus

egyetemi doktori dolgozata

- Eger, 1968. szeptember hó -

TARTALOMJEGYZÉK

	Oldal
A dolgozat rövid kivonata	1
1.§. A fényinterferencia létrejöttének feltételei; koherencia, koherenciahossz.....	3
2.§. Átlátszó, vékony lemezeken létrejövő interferencia.....	10
3.§. Energia viszonyok: az interferencia-csík láthatósága /kontrasztossága/	18
4.§. A Michelson-féle interferométer	21
5.§. A spektrum meghatározása kétsugaras interferogram alapján.....	41
6.§. A szűkebb értelemben vett interferométer összeállítás.....	48
7.§. A teljes interferométer összeállítása	58
8.§. Kísérletek és mérések az interferométerrel	66
Befejezés	90
Felhasznált irodalom jegyzéke	95

A dolgozat rövid kivonata

A Michelson-féle interferométer igen alkalmas mind a fény interferenciájának kimutatására, tanulmányozására, mind a monokromatikus fény hullámhosszának mérésére. Az alkatrészét képező reflektáló tükrök egyikének önmagával párhuzamos eltolása ezen belül igen jól szemlélteti a két fénynyaláb közötti utkülönbség változtatásával előálló interferencia jelenséget. A tükror megtoló-szerkezete igen pontos opti-mechanikai munkát igényel. Ezen dolgozat a tükror megtolására egy egyszerű, könnyebben elkészíthető megoldást ad. Noha ez a megtolás csak 0,3-0,4 mm, mégis elegendő arra, hogy a fényinterferenciát nagy képfelületre kivetítve vele megfelelő intenzitással előállíthassuk, valamint elegendő arra is, hogy a monokromatikus fény hullámhosszát vele megmérhessük. Az eszközzel interferencia köröket és csíkokat egyaránt előállíthatunk és tanulmányozhatunk.

A dolgozat tartalmilag három fő részre tagozódik.

1. Összefoglaló referátumban a Michelson-féle interferométerrel kapcsolatos alapvető fizikai fénytani ismeretekkel foglalkozunk. Majd az interferométerre vonatkozó irodalom rövid áttekintése után magának az interferométernek elvét és legszükségesebb elméletét ismerjük meg.
2. Interferométerünk méretezett leírását és elkészítési módját adjuk meg.

3. A készített interferométerrel végzett néhány interfe -
rencia kísérletet írunk le. Ezen részben az interfero -
méter kalibrálásával is foglalkozunk, amely lehetővé
teszi, hogy az eszközzel a monokromatikus fény hullám -
hosszát meghatározhassuk. Néhány hullámhossz meghatá -
rozást is végzünk.

1. §. A fényinterferencia létrejöttének feltételei;
koherencia, koherenciahossz

" Az interferencia tipikusan a hullámok ismertetőjele, észlelése bármely területen a kérdéses jelenség hullámtermészetének bizonyítéka " [1]. A fény hullámtermészetének legmeggyőzőbb bizonyítéka tehát a fény interferenciája. Interferencia-jelenség előállítható pl. víz hullámokkal, ha két hullámkeltő pont huzamos ideig azonos frekvenciájú hullámokat kelt. Egyszerűség kedvéért szorítkozunk először az r mentén terjedő két harmonikus skalár-hullámra:

$$A_1 = a_1 \cdot \cos \left[2\pi \left(vt - \frac{r_1}{\lambda} \right) - \delta_1 \right] \quad (1,1)$$

$$A_2 = a_2 \cdot \cos \left[2\pi \left(vt - \frac{r_2}{\lambda} \right) - \delta_2 \right] \quad (1,2)$$

ahol A_1 a P_1 pontból, A_2 a P_2 pontból indul ki. Gömbhullámnál:

$$a_i = \frac{a_{0i}}{r_i}$$

körhullámnál:

$$a_i = \frac{a_{0i}}{\sqrt{r_i}}$$

ahol a_{0i} állandó az un. kezdő amplitudó. Egyszerű számítás arra vezet, hogy a két hullám valamely P találkozási pontjában az eredő hullám

$$A = A_1 + A_2 = a \cdot \cos(2\pi \gamma t - \varphi) \quad (1,3)$$

alakban írható, ahol a fázisszögre:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a_1 \sin(2\pi \cdot \frac{r_1}{\lambda} + \delta_1) + a_2 \sin(2\pi \cdot \frac{r_2}{\lambda} + \delta_2)}{a_1 \cos(2\pi \cdot \frac{r_1}{\lambda} + \delta_1) + a_2 \cos(2\pi \cdot \frac{r_2}{\lambda} + \delta_2)},$$

az amplitudóra pedig:

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cdot \cos \Phi \quad (1,4)$$

$$\Phi = 2\pi \cdot \frac{r_1 - r_2}{\lambda} + \delta_1 - \delta_2 \quad (1,4a)$$

összefüggések állnak fenn. Látjuk, hogy az eredő hullám amplitudójának nagysága Φ -től is függ. Ahol

$$\Phi = 2k \cdot \pi, \text{ ott maximum van, és itt } a = a_1 + a_2$$

Ahol pedig $\Phi = (2k+1) \cdot \pi$, ott minimum van, és itt $a = |a_1 - a_2|$

Mindaddig, amíg $\delta_1 - \delta_2$ állandó nagyságu, a maximum és a minimum helyek a hullámtérben változatlanok, és így az interferencia szemlélhető. A $\delta_1 - \delta_2 = 0$ esetben a maximum- és a minimum-helyek csak a $r_1 - r_2$ utkülönbségtől függnnek. Az eredmény szerint a minimum helyen az amplitudó akkor zérus, ha $a_1 = a_2$

A hangtanban interferencia állítható elő pl. két hanggenerátor és két hangszóró segítségével keltett egyenlő rezgésszámu hangok hullámterében. A maximum- és a minimum-helyeket mikrofón és áramjelző műszer segítségével ki is kereshetjük.

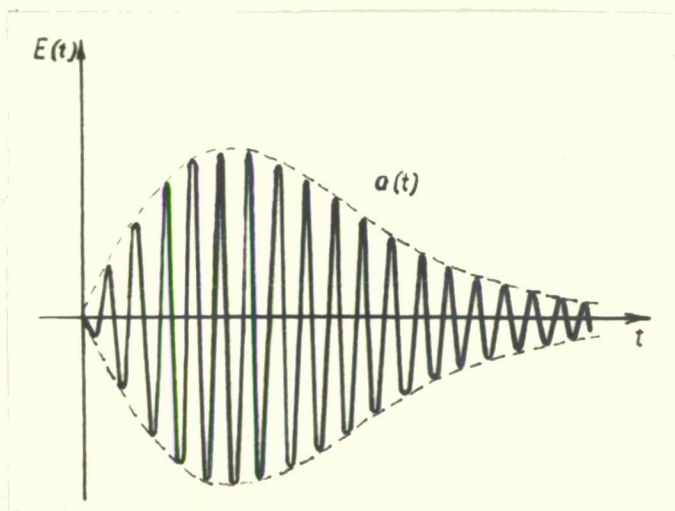
Két monokromatikus fényforrás segítségével fényinterferenciát minden további nélkül általában nem sikerül elő-

állítani. Oka ennek a fénysugárzás mechanizmusában keresendő. [2 és 3]. Minden makroszkópikus fényforrás, amely fényt emittál, elemi atomisztikus /vagy molekuláris/ : $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$ fényforrásból tevődik össze. Az egyes elemi fényforrások egymástól függetlenül, statisztikusan sugároznak.^{x)}

Az egyes elemi fényforrások nem folytonosan emittálnak, hanem:

$$E = E_0 \cdot a(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi)$$

alakú /tehát síkban poláros/ hullámvonulatokban, ahol $a(t)$ az E térerősség abszolút értékének időbeli lefolyását megadó függvény. Egy ilyen hullámvonulat képét mutatja az /1.1./ ábra. Az egyes, időben és térben véges hullámvonulat



1.1. ábra

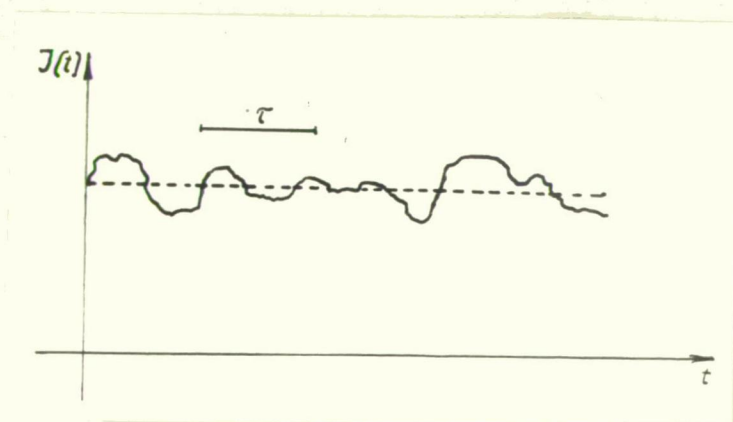
Egy hullámvonulat
alakja

x) [3] dolgozatukban a szerzők megállapítják /95.o.6.§./, hogy fényforrásnak kisülési csövet használva, emisszióanal

latok száma, frekvenciája, fázisa / és polarizációja is / statisztikusan változik. Egy fénynyaláb több μ -elemi fényforrás által emittált hullámvonulatokból tevődik össze. Ezért a nyaláb intenzitása fluktuál. A fluktuációt a [3] dolgozat szerzői két okkal magyarázzák:

1. az emisszióban résztvevő atomok számának fluktuációja /valamint az ezek által emittált hullámvonulatok polarizációjának fluktuációja/,
2. a különböző hullámvonulatok pillanatnyi interferenciája, amelynek következtében pillanatnyi intenzitás-értékek alakulnak ki.

Ezen két ok az intenzitás gyors, statisztikus ingadozását eredményezi egy intenzitásátlag környezetében. Az intenzitás statisztikus ingadozását mutatja az /1,2./ ábra. A



1,2. ábra

Az időben statisztikusan változó intenzitás

az atomok, még ha nincs is közöttük rezonancia-kölcsönhatás, még sem teljesen függetlenek egymástól, "mivel egy gáz-kisülésben lavinák alakulnak ki, és egy lavina hatására több atom gerjedhet ugyanazon átmenetre."

szerzők [3] dolgozatukban kimutatták, hogy ha keskeny fénynyalábot osztótükörrel kettéválasztunk, a két nyaláb intenzitásfluktuációja között kapcsolat /korreláció/ van.

Ezek alapján nyilvánvaló, hogy két különböző, egymástól független fényforrásból, vagy nagykiterjedésű fényforrás két, egymástól távoleső elemi részéből emittált fénynyalábokkal interferencia nem állítható elő. Ilyenkor a két nyaláb intenzitása csak összegeződik, de a hullámskalár nem szuperponálódik. Fényinterferencia csak akkor szemlélhető, ha a fényforrás mérete megközelíti az elemi fényforrás méretét /pontszerű/. Ekkor a nyalábban az emittált hullámvonulatok fázisai és lefutási ideje azonos. Az ilyen fényforrást nevezzük koherens fényforrásnak.

A koherens sugárnyaláb fogalmára az irodalomban többféle megfogalmazással találkozunk. Néhány ilyen megfogalmazás.

Sz.I. Vavilov [4]: " A természetes fénynyalábok kölcsönös kapcsolatuk szempontjából koherens és nem koherens nyalábokra oszthatók, ... az előbbiekhöz olyan nyalábok tartoznak, amelyek ugyanabból a világító pontból egyidejűleg indulnak ki."

W.H. Westphal [5]: " Koherens a fény, amely ugyanazon időben egy fényforrás ugyanazon pontjából származik. Hogy interferencia-jelenséget tapasztaljunk, egy fényforrás ugyanazon pontjából egyidejűleg kiinduló fénysugaraknak olyan két különböző utvonalon kell haladni, hogy egy pont-

ban ismét találkozzanak."

S.E. Frisch- A.W. Timorewa [6]: "Koherensnek nevezzük az olyan sugarakat, amelyek ugyanolyan fázisban, vagy állandó fáziskülönbséggel rezegnek. Csak koherens fénynyalábok adnak interferenciacsíkokat, amelyek elhelyezkedése pontosan meghatározható."

A valóságban mindig véges kiterjedésű fényforrást használunk. Felmerül ezért annak kérdése, milyen kiterjedésű fényforrás tekinthető még "pontszerűnek", amelynek mérete tehát még lényegesen nem zavarja az interferencia létrejöttét. Erre először M.E. Verdet adott választ [7]. E szerint interferencia jöhet létre, amíg:

$$a \cdot \sin \vartheta < \frac{\lambda}{2}$$

ahol a a fényforrás két legtávolabbi pontja, ϑ a maximális nyílásszög. Verdet ezen feltételt a "koherencia feltétel"-ének nevezte. Adott a meghatározza a maximális nyílásszöget, és ugyanez áll megfordítva is. Ha a igen kicsi, ϑ közel 180° lehet. Ha viszont $\vartheta \approx 0$, a igen nagy lehet.

Interferencia koherens nyalábokkal is csak akkor hozható létre, ha a két nyaláb közötti utkülönbség, az ún. "koherenciahossz"-on belül van. A koherenciahossz egy emittált hullámvonulat hossza, amelyhez egy τ fluktuációs idő tartozik. Jánossy L. és Náray Zs. a már említett [3] dolgozatukban üreges katódu kripton-lámpa 557 nm-es vonalára kísérletileg 5 cm koherenciahosszt és $2 \cdot 10^{-10}$ s fluk-

tuációs időt kaptak. A koherenciahossz és a fluktuációs idő a fényforrás fizikai tulajdonságaitól függ.

Az interferenciacsíkok kialakulása így nem folytonosan megy végbe. Egy-egy interferenciakép csak τ ideig tart. Az egymás után keletkező interferenciaképek azonban úgy alakulnak ki, hogy a maximumok és a minimumok a hullámtérnek mindig ugyanazon pontjában jönnek létre. Így a detektáló ezek átlagát észleli.

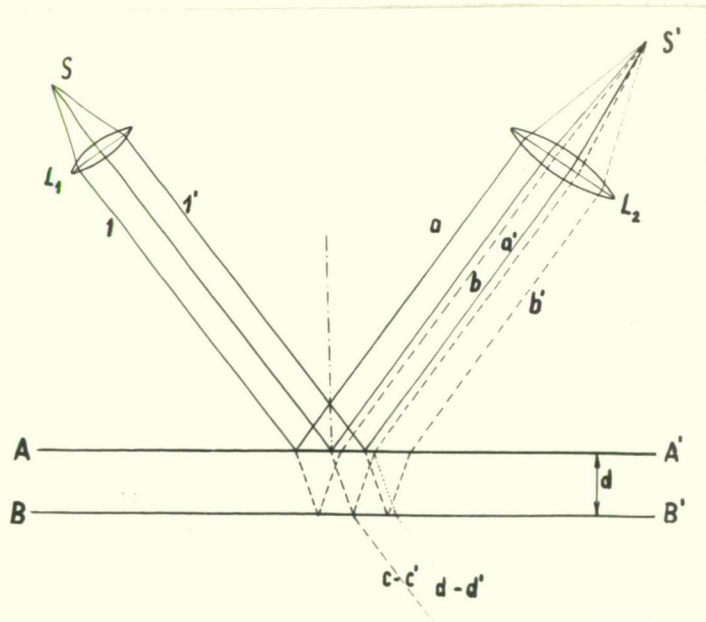
Összefoglalva: az interferencia szemlélhetésének feltétele, hogy a két nyaláb, amely az interferenciát előállítja, koherens legyen. Ilyen nyalábok csak pontszerű / eleminek vehető / fényforrásból egy időpontban kisugárzott nyaláb kettéválasztásával állíthatók elő. Ha ezek a koherenciahossznál kisebb utkülönbséggel találkoznak, szuperpozíciójuk következtében szemlélhető interferencia lép fel.

2.§. Átlátszó, vékony lemezeken létrejövő interferencia^{x)}

E területen az interferenciának itt két típusát különböztetjük meg:

- 1/ párhuzamos nyaláb interferenciája planparelel lemez esetén /egyenlő beesés görbéi, vagy Haidinger-gyűrűk/,
- 2/ interferencia ék alakú lemezen /egyenlő vastagság görbéi/.

1/ Az egyenlő beesés görbéi. Átlátszó anyag, homogén /lehetőleg vékony/ planparelel lemez határfelületei: AA' és BB' , vastagsága d , törésmutatója n /2.1. ábra/.



2,1. ábra

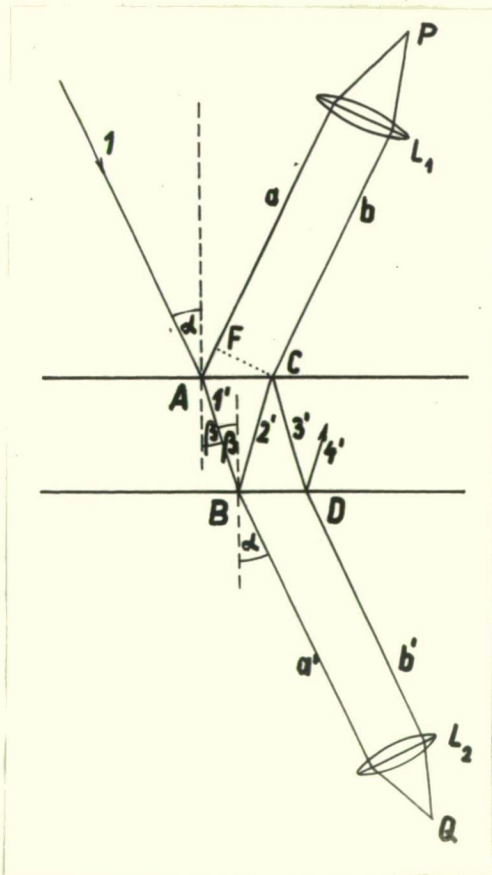
Planparelel lemezen létrejövő interferencia

S pontszerű fényforrásból L_1 lencse segítségével es-
sék párhuzamos koherens nyaláb /1.§./ benne $1, 1'$ a lemezre.
Ismeretes, hogy a határfelületen létrejövő többszöri visz-
^{x)} A 2. és 3.§-ban foglalt anyagrészek a Michelson-féle in-

szaverődések és törések következtében AA' felület előtt és BB' mögött külön-külön párhuzamos nyalábokat kapunk /2,1. ábra/. Csak a nagy intenzitású első két nyalábra szorítkozva, ezek AA' előtt az $1, 1'$ sugárnak megfelelő a, a' visszavert és b, b' töréssel kijövő sugarak, míg BB' mögött a megtört c, c' és d, d' sugarak.

AA' előtti koherens nyalábokat L_1 lencse S' pontban gyűjti. Ezek itt interferálnak, s az utkülönbségtől függően erősítik, vagy gyengítik egymást. Az 1 sugarat választva ki a nyalábból α beesési és β törési szög esetén az a és b sugarak optikai utkülönbsége a BB' határfelületen a fázisugrást is figyelembe véve /2,2. ábra/:

$$\Delta = (\overline{AB} + \overline{BC}) \cdot n - (\overline{AF} + \frac{\lambda}{2}).$$



2,2. ábra

Utkülönbség meghatározása planparallel lemezen létrejövő interferenciánál

terferométer elméleténél fontos szerepet játszanak.

Felhasználva:

$$\overline{AB} = \overline{BC} = \frac{d}{\cos \beta},$$

$$\overline{AF} = 2d \cdot \tan \beta \cdot \sin \alpha = 2d \cdot n \cdot \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta}$$

összefüggéseket:

$$\Delta = \frac{2d}{\cos \beta} \cdot n - 2d \cdot n \cdot \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2}.$$

További átalakítással:

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos \beta - \frac{\lambda}{2} \quad (2,1)$$

A törési törvény felhasználásával az utkülönbségre

$$\Delta = 2d \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (2,2)$$

összefüggést kapjuk. A két sugár egyező fázisban találkozik, ha

$$\Delta = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, \pm 1, \dots), \quad (2,3a)$$

viszont ellentétes fázisban találkozik, ha

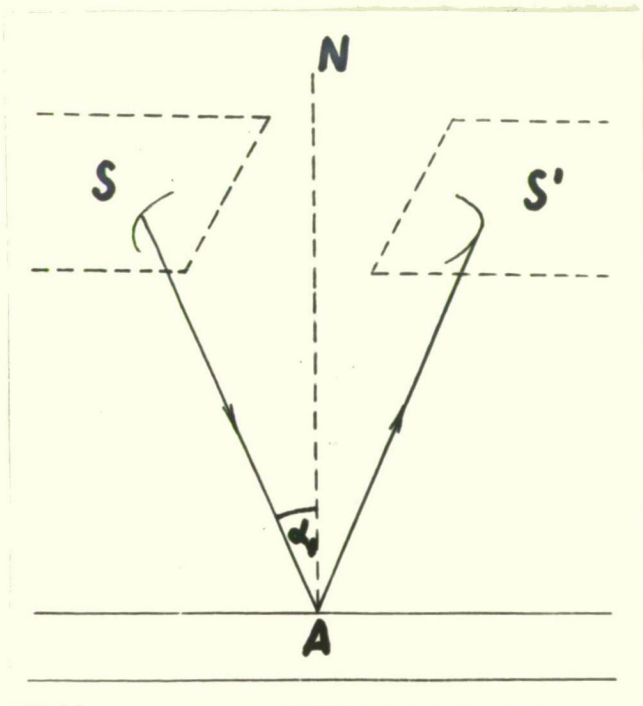
$$\Delta = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, \pm 1, \dots). \quad (2,3b)$$

A S' pontban tehát interferenciát kapunk, amely kétféleképp szemlélhető:

- 1/ L_2 lencse fókusz-síkjában, a lencse optikai tengelyére merőlegesen álló ernyőn felfogható,
- 2/ az optikai tengely irányában végtelenre akkomódált szemmel nézhető.

A (2,2) szerint Δ , s így az interferencia-körök sugara is az ernyőn az α beesési szög függvénye. Innen származik neve Lummer szerint: "az egyenlő beesés görbéi".

Fényerősebb interferenciaképet kapunk kiterjedt fényforrás esetén. A kiterjedt M fényforrás bármelyik μ_i elemi fényforrásából kiinduló sugarak törés és visszaverődés után párhuzamosak, s így (2,2) külön-külön mindegyikre érvényes. Mivel az egyes μ_i -kből kiinduló sugarak L_1 -en átlépve egymással párhuzamosakká válnak, L_2 ugyanazon S' pontba gyűjti őket. Legyen S kiterjedt, világító felület / 2,3. ábra /. Ha a felület egy kivá-



2,3. ábra

Az egyenlő beesés görbéjének kialakulása

lasztott pontjából olyan $\alpha = \alpha_1$ szöggel esik be a sugár A pontba, amelyre

$$\Delta = 2d \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = k \cdot \lambda \quad (2,4)$$

maximum-feltétel teljesül, akkor az S felület bármely pontjából kiinduló és α_1 szöggel A pontban beeső sugar-

ra is teljesül a (2,4) maximum-feltétel. Az ezt kielégítő sugarak az S felület és a $2\alpha_1$ nyílásszögű körkuppalást metszésvonalán mennek át. Helyezzünk a vékony lemezzel párhuzamos ernyőt S' helyére, azon a A pontba α szöggel beeső sugarak által létrehozott interferencia-csíkot kapjuk. α és k értékei így egymáshoz vannak rendelve. Ezt a hozzárendelést (2,4) szerint Δ adja meg. A k az interferencia-csik rendszáma, amely meghatározza a hozzátartozó α_k beesési szöget.

A BB' mögötti a' és b' sugarak is létrehozhatnak interferenciát Q pontban. Az interferométernél nem használjuk fel őket, s így itt nem is tárgyaljuk.

Az interferencia-csíkok egymástól való távolsága d lemezzvastagságtól függ. Legyen két szomszédos csík rendszáma k és $(k+1)$, ezekre (2,1) szerint:

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos \beta_1 - \frac{\lambda}{2} = k \cdot \lambda$$

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos \beta_2 - \frac{\lambda}{2} = (k+1) \cdot \lambda$$

Különbségük:

$$2d \cdot n \cdot (\cos \beta_2 - \cos \beta_1) = \lambda$$

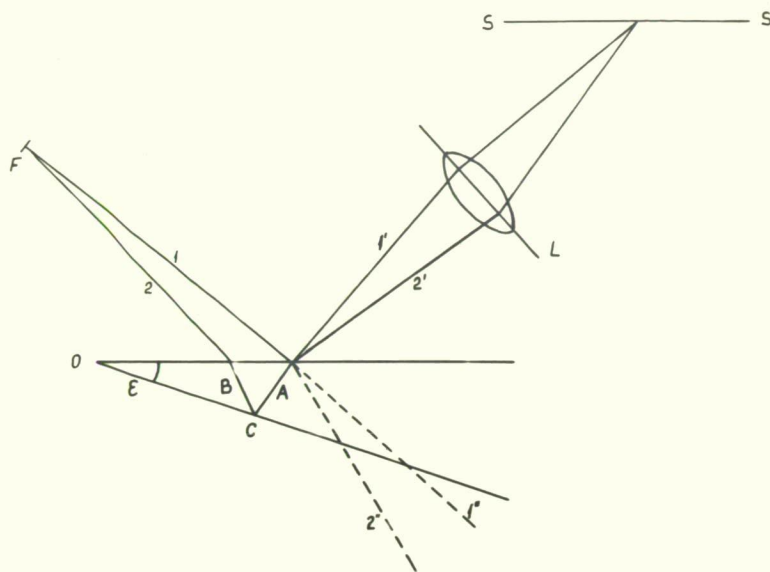
Itt a β_1 és β_2 szögek közel egyenlők ezért a $\cos \beta_2 - \cos \beta_1$ hatványsorában a másodfokunál magasabb tagok elhanyagolhatók. Ezért

$$\beta_2^2 - \beta_1^2 = \frac{\lambda}{d \cdot n} \quad (2,5)$$

E szerint két szomszédos csík szögtávolsága d -vel for-

ditva arányos. Minél nagyobb d , a szögtávolság annál kisebb, s ezért a csikok is sűrűbbek.

2/ Az egyenlő vastagság görbéi. A / 2,4 / ábra szerinti ék



2,4.ábra

Az ékfelületen létrejövő interferencia

ϵ ék-szöge legyen kicsi. A F pontszerű fényforrásból az ékre α szöggel beeső 1 sugár A pontban verődik vissza

$1'$ sugár alakjában. Találunk hozzá olyan B pontba beeső 2 sugarat, amely az OB síkon törések és az OC síkon való visszaverődés után szintén A pontban lép ki az ékből $2'$ sugár alakjában. Ezen $1'$ és $2'$ sugarak koherensek, ezért L -el egyesítve interferálnak. Optikai utkülönbségüket /épp úgy, mint planparelel lemeznél/

$$\Delta = 2d \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (2,6)$$

adja. Ha ϵ elég kicsi, s az ék F fényforrástól elég távol van, 1 és 2 sugár beesési szöge jó megközelítéssel egyenlőnek vehető. Akkor (2,6) úgy fogható fel, hogy Δ

a d ékvastagság függvénye: a maximum- és minimum-helyek a A ponthoz tartozó ékvastagságtól függenek. Ezért nevezük ezt az interferenciát "az egyenlő vastagság görbéi"nek. Az interferenciátér csikos szerkezetű, a csikok az ék-él -
lel párhuzamosak. A jelenség megfigyelhető :

1/ lencsével ernyőre leképezve,

2/ az ék felületre akkomodált szemmel.

A k és $(k+1)$ -hez tartozó minimumokra:

$$2d_k = \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = \frac{2k-1}{2} \cdot \lambda,$$

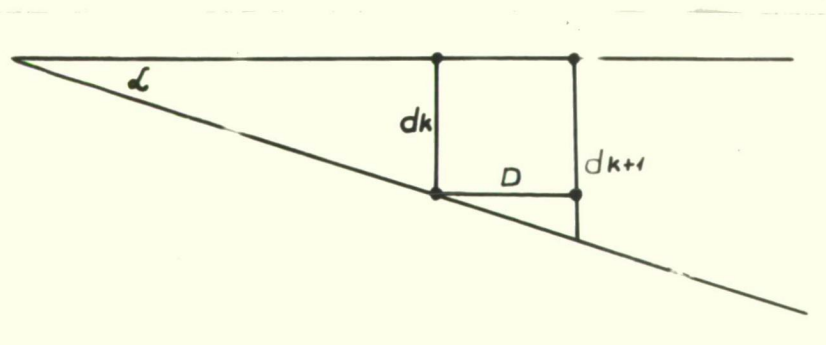
$$2d_{k+1} = \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = \frac{2k+1}{2} \cdot \lambda.$$

Ebből a csikszélesség:

$$d_{k+1} - d_k = \frac{\lambda}{2 \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}.$$

A csiktávolságot az ék-felületen D -vel jelölve /2,5.

ábra/:



2,5. ábra

A csiktávolság ékfelületen létrejövő
interferenciánál

$$d_{k+1} - d_k = D \cdot \tan \varepsilon,$$

$$D = \frac{\lambda}{2 \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \cdot \tan \varepsilon}.$$

Interferométernél levegő-ék van / $n=1$ /, és igen kicsi az ék-szög / $\tan \varepsilon \approx \varepsilon$ /. Ezen esetben:

$$D = \frac{1}{2 \cdot \cos \alpha} \cdot \frac{\lambda}{\varepsilon} \quad (2.7)$$

Az összefüggés azt mutatja:

- a/ minél kisebb az ék-szög, annál nagyobb a csiktávolság,
- b/ vörös színre a csiktávolság megközelítően kétszer akkora, mint az ibolyára. Fehér fény használata esetén ezért csak kevés csik-sorozat lép fel. A jelentkező színek nem spektrumszínek, hanem a kioltott szín komplementer színei.

Az ék mögött létrehoz interferenciát még az áthaladó "direkt" $1''$ és az a $2''$ sugár is, amely a beeső 2 sugárnak az ék C és A felületi pontjában elszenvedett visszaverődéséből származik. Interferométernél ez sem fordul elő, s így ezzel sem foglalkozunk.

3.§. Energia-viszonyok: az interferencia-csíkok látható-

sága / kontrasztossága / x x)

Mivel a J fényintenzitás / pontosabban a fényintenzitás sűrűség, azaz az időegység alatt a felületegységre merőlegesen beeső fényenergia/ az amplitudó négyzetével arányos, az összetevőkre

$$J_1 = c \cdot a_1^2,$$

$$J_2 = c \cdot a_2^2,$$

míg az eredőre

$$J = c \cdot a^2$$

áll fenn.

Ezért (1,4) -ből:

$$J = J_1 + J_2 + 2 \cdot \sqrt{J_1 \cdot J_2} \cdot \cos \Phi \quad (3,1)$$

adódik. Az eredő fényintenzitás nem az összetevődő fényintenzitások additív összege. Hozzájárul egy harmadik tag is, amelyet interferencia-tagnak is szokás nevezni.

Mivel interferométernél a két koherens sugárnyalábot (1,2) egy sugárnyaláb kettéosztásával állítjuk elő, ezért

$$\delta_1 - \delta_2 = 0,$$

$$\Phi = 2\pi \cdot \frac{r_1 - r_2}{\lambda}, \quad (3,2)$$

ahol $r_1 - r_2$ a geometriai utkülönbség.

Ha az eredő J intenzitás maximum, akkor

x x) Lásd 10. oldal x) jegyzetét.

általán megfigyelhető;

2/ hogyan változik a megfigyelt interferencia a fényforrás szerkezete, nagysága, valamint a megfigyelés helyétől függően.

Az interferométerrel kapcsolatban megjelent tanulmányok közül csak néhány fontosabbat említünk meg. A létrehozott interferenciater és az interferencia-csík láthatóságával kapcsolatban már maga Michelson is végzett elméleti megfontolásokat [9 és 10] és kísérleti méréseket [11]. Az interferencia-csík térbeli elhelyezkedésével a fényforrástól és az aperturától függően G. Schulz [12, 13 és 14], G. Hansen és W. Kinder [15] foglalkoztak. Vizsgálataikban geometriai optikai megfontolásokat is alkalmaztak, és vizsgálataikat csak adott feltételekre korlátozták. Kísérleti ellenőrzéseket sokszor mellőzve értékes elméleti eredményekhez jutottak. G. Schulz és G. Minkowitz [16] a kétsugaras interferométerek interferenciateréről egy általánosabb és részletesebb leírást adtak.

Az eddig említett dolgozatok a kétsugaras interferométer működését úgy írják le, hogy az interferométer tükre két virtuális, koherens fényforrást és egy virtuális tükröt hoz létre, mely a másikkal ékszöget alkot. A két virtuális fényforrás helye a térben megszerkeszthető, s azt lényegében az ékszög és az éket betöltő közeg törésmutatója határozza meg, de függ az igénybevett apertura nyílástól is. A két virtuális fényforrásból kiinduló kohe-

$$J = J_1 + J_2 + 2 \cdot \sqrt{J_1 \cdot J_2} \quad (3,3)$$

és ez abban a pontban következik be, amelyre

$$\Phi = 2\pi \cdot \frac{r_1 - r_2}{\lambda} = 2k \cdot \pi, \quad (3,3a)$$

vagyis

$$r_1 - r_2 = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (3,3b)$$

az utkülönbség a hullámhossz felének páros számú többszö -
röse. Ha az eredő intenzitás minimum, akkor:

$$J = J_1 + J_2 - 2 \sqrt{J_1 \cdot J_2}, \quad (3,4)$$

és ez abban a pontban következik be, amelyre

$$\Phi = 2\pi \cdot \frac{r_1 - r_2}{\lambda} = (2k+1) \cdot \pi, \quad (3,4a)$$

vagyis

$$r_1 - r_2 = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (3,4b)$$

A 3,3 és 3,4 nem jelentik az energia-elv érvényessé -
gének megszűnését. Habár adott időpontban a tér különböző
helyein a fényintenzitások különbözők, az intenzitás tér -
beli középértéke λ^3 méretű tartományban az interferen -
ciatérben változatlan marad és megegyezik a beeső intenzi -
tások összegével. Ha az interferáló nyalábok intenzitása
egyenlő, (3,3) és (3,4) -ből:

$$J_1 = J_2 = J_0, \quad (3,5)$$

$$I_{\max} = 4 \cdot I_0, \quad (3,5a)$$

$$I_{\min} = 0. \quad (3,5b)$$

Gyakorlatilag a (3,5) -nek megfelelő eset nehezen vihető keresztül, ezért általában:

$$I_{\max} < 4 \cdot I_0 \quad (3,6a)$$

$$I_{\min} > 0. \quad (3,6b)$$

A gyakorlatilag megvalósítható (3,6a) és (3,6b) miatt az interferencia-csík kontrasztossága /láthatósága/ kisebb lesz, mint amilyen a (3,5a) és (3,5b) szerinti ideális esetben lehetséges volna. A kontrasztosságot /visibility/ Michelson az alábbi formulával vezette be [8] :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \leq 1. \quad (3,7)$$

Az egyenlőség csak ideális esetben állhat fenn. Gyakorlatilag:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} < 1. \quad (3,7a)$$

4.§. A Michelson-féle interferométer

Az interferométerek használata az optikában igen sokirányú a fényforrás és a fény tulajdonságaival kapcsolatos vizsgálatoknál. Megkülönböztetünk kettő és több sugaras interferométereket. A kétsugarasak közül a Michelson-, a Jamin-, a Mach-Zender-féle interferométerek a leginkább használatosak. A kétsugaras interferométerek közül irodalmilag a Michelson-féle interferométer a leginkább feldolgozott. Működési elvének ismerete felvilágosítást nyújt a többi kétsugaras interferométer működésére is.

Az interferométerek használatával kapcsolatban említünk meg néhány fontosabb területet. Használatosak a fényforrások vizsgálatára, továbbá a fény tulajdonságainak vizsgálatánál az interferencia, a koherencia, a diszperzió, valamint a spektrális összetétel tanulmányozására. Elvi jelentőségű felhasználásai közül nevezetes A.A. Michelsonnak az éther-elmélettel kapcsolatos kísérlete, ami a speciális relativitás elmélet egyik kísérleti bizonyítéka. Gyakorlatilag fontos a pontos hossz mérési lehetőség / az ősméter hossza a 86-os tömegszámú kripton-atom $\lambda = 6058,7 \text{ Å}$ vákuumban mért hullámhosszának 1 650 763,73-szorosa / , felületek simaságának mérése, törésmutató mérés.

Az interferométer működésével kapcsolatban két alapvető kérdés merült fel:

1/ melyik az a tér-rész, ahol interferencia-jelenség egy-

általán megfigyelhető;

2/ hogyan változik a megfigyelt interferencia a fényforrás szerkezete, nagysága, valamint a megfigyelés helyétől függően.

Az interferométerrel kapcsolatban megjelent tanulmányok közül csak néhány fontosabbat említünk meg. A létrehozott interferenciater és az interferencia-csikok láthatóságával kapcsolatban már maga Michelson is végzett elméleti megfontolásokat [9 és 10] és kísérleti méréseket [11]. Az interferencia-csikok térbeli elhelyezkedésével a fényforrástól és az aperturától függően G. Schulz [12, 13 és 14], G. Hansen és W. Kinder [15] foglalkoztak. Vizsgálataikban geometriai optikai megfontolásokat is alkalmaztak, és vizsgálataikat csak adott feltételekre korlátozták. Kísérleti ellenőrzéseket sokszor mellőzve értékes elméleti eredményekhez jutottak. G. Schulz és G. Minkowitz [16] a kétsugaras interferométerek interferenciateréről egy általánosabb és részletesebb leírást adtak.

Az eddig említett dolgozatok a kétsugaras interferométer működését úgy írják le, hogy az interferométer tükre két virtuális, koherens fényforrást és egy virtuális tükröt hoz létre, mely a másikkal ékszöget alkot. A két virtuális fényforrás helye a térben megszerkeszthető, s azt lényegében az ékszög és az éket betöltő közeg törésmutatója határozza meg, de függ az igénybevett apertura nyílástól is. A két virtuális fényforrásból kiinduló kohe-

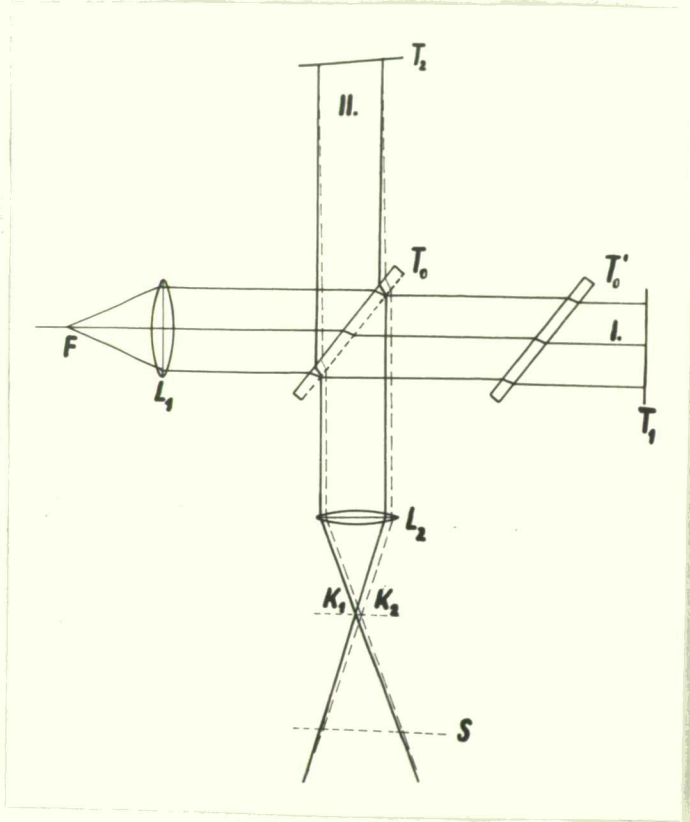
rens sugarak interferenciája észlelhető a megfigyelési pontban.

Lehetséges azonban az interferométer működését úgy is leírni, hogy a megfigyelési ponthoz a reális fényforrás képterében az interferométer geometriai adataitól függő két pontot /un. homológ pontokat/ rendelünk. Az interferométer a fényforrásból a fényt ezen homológ pontokba juttatja, s az innen kiinduló sugarak interferenciája észlelhető a megfigyelési pontban. Az interferométer működésének ezen második leírása H.H. Hopkins-tól származik [17]. Ez a leírás nem volt hozzáférhető. A Michelson-féle interferométerre vonatkozó, magyar szerzőktől származó elméleti vizsgálatok és kísérleti mérések ezt a működési elvet dolgozzák fel. Ezzel kapcsolatos elméleti számításokat és kísérleti méréseket a Központi Fizikai Kutató Intézet Fizikai Optikai Osztályának egy csoportja végzett a közelmúltévekben. Ezen dolgozatok nagy érdeme, hogy az elméleti úton számított eredményeket kísérleti mérésekkel hasonlítják össze, s a két úton nyert eredmények igen jó megegyezést mutatnak. A kísérletileg mért eredmények Bakos J.-Kántor K. [18], Erdőkürti Z.-Kántor K. [19 és 20] dolgozataiban jelentek meg, míg az elméleti számításokat és azoknak a kísérleti eredményekkel való összehasonlítását Bakos J. [23] dolgozta fel.

Jelen dolgozatban az említett dolgozatok elméleti és kísérleti eredményeire támaszkodunk. Azokat célunknak meg-

felelően felhasználva nem terjeszkedünk ki részletes elméleti megfontolásokra.

Az ideális /azaz: pontszerű fényforrással működő/, Michelson-féle interferométer elvi összeállítását a /4,1./ ábra mutatja. F pontszerű fényforrás L_1 lencse fókuszában



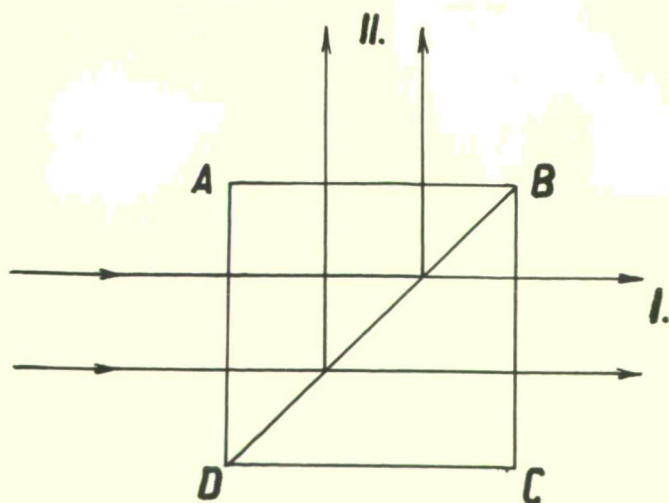
4,1. ábra

A Michelson-féle interferométer elvi összeállítása ösztótükörrel.

van. Az L_1 -ből kiinduló homogén, párhuzamos sugárnyaláb T_0 féligáteresztő tükörre esik. A T_0 tükör a sugarak útjára 45° szög alatt áll. Ez a ráeső sugárnyalábot két koherens nyalábra bontja. A két nyaláb intenzitása jó megközelítéssel egyenlőnek vehető. A beeső nyaláb T_0 tükör hátsó, féligáteresztő felületéről részben visszaverődik /II. nyaláb/, részben T_0 -on áthaladva párhuzamosan kissé eltolódik /I. nyaláb/. I. és II. T_1 és T_2 tükörről visszave-

rődve miután ismét áthalad, illetve visszaverődik T_0 -ról, L_2 lencsére esik. Általános helyzetben T_1 és T_2 a rájuk eső I. és II. nyalábokra nem merőlegesek, s egymással is kis hegyes szöget zárnak be. Ezért az L_2 lencse fókusz - síkjában F fényforrásnak két: K_1 és K_2 képét képezi le. E képek másodlagos fényforrásként szerepelnek, koherens fényforrás pontpárt alkotnak, s így L_2 lencse fókusz síkja mögötti térben mindazon helyen, ahol a K_1 és a K_2 -ből kiinduló, vagy felé tartó sugarak találkoznak, interferencia tapasztalható. Mivel II. nyaláb, amíg L_2 lencséhez ér, T_0 tükrről kettővel többször halad át, az optikai ut-hossz kiigazítására I. nyaláb útjába T_0 -al egyenlő vas-tagságu és anyagu / de foncsorozatlan/ planparelel lemezt szokás helyezni / T_0' kompenzáló tükör/.

A T_0 és T_0' együttesen helyettesíthetők egy-egyetlen osztóprizmával. Ez a sugármenet beállítását is megkönnyíti, amellet I. és II. intenzitásarányát is kevésbé változtatja. A fényosztó prizma átlósíkja mentén összeragasztott prizma /4,2. ábra/. Az átlósík felületét összeragaszt-

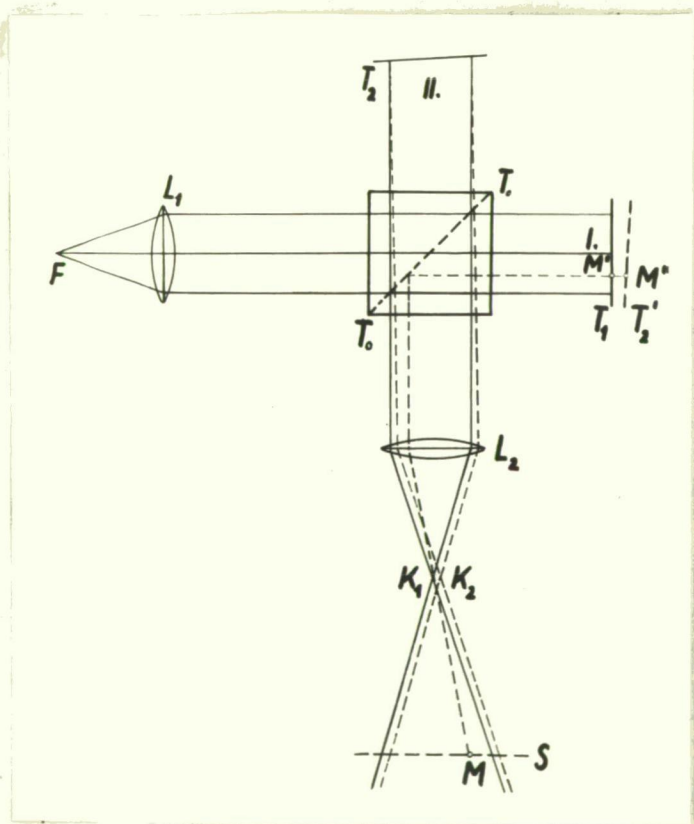


4,2. ábra

Osztóprizma

tás előtt aluminium felpárologatással féligáteresztő tükörre képezik ki. /Az átlósik lapnak metszetben az ábrán BD felel meg./ Ha az osztóprizma egyik lapjára / AD / merőlegesen párhuzamos nyaláb esik, a visszaverődési és a törési törvényeknek megfelelően a prizmat elhagyó I. és II. nyaláb fényerőssége az aluminium réteg-vastagságának megfelelő megválasztása esetén jó megközelítéssel egyenlővé tehető.

Osztóprizma használatával az ideális Michelson-féle interferométer elvi rajzát a /4,3./ ábra mutatja.



4,3. ábra

A Michelson-féle interferométer elvi összeállítása osztóprizmával

Mint láttuk, általános esetben T_1 és T_2 reflektáló tükrök kis hegyes szöget zárnak be. Ezért a fellépő interferencia-jelenség a $T_1 T_2'$ virtuális levegőéken előálló

interferenciára vezethető vissza. Ha T_1 és T_2 a sugármenet útjára, valamint egymásra is merőlegesek, az egyenlő beesés görbéihez jutunk.

A továbbiakban foglalkozzunk az interferométer működésének elvével a T_1 és a T_2 tükrök általános elhelyezkedésénél. Tükrözzük a T_2 tükröt a T_0 féligáteresztő tükrön / 4,3. ábra/. Legyen a tükörkép: T_2' . T_1 és T_2' levegőéket alkot. Legyen T_2 tükörnek L_2 lencse által leképezett képe az S síkban. S síkra ernyőt téve, azon szemlélhetjük az interferenciát. Ezen síkot az irodalomban [13] általában "élességi sík"-nak szokás nevezni, mivel az interferenciaterben itt jelentkezik legkontrasztosabban az interferencia. Válasszuk ki S síkban M pontot. Ennek képe T_1 tükrön M' , míg M'' az M' ponton áthaladó, az optikai tengellyel párhuzamos sugárnak T_2' tükörrel való metszéspontja. Az M pontban interferáló sugarak utkülönbsége:

$$S = 2 \cdot \overline{M'M''} \quad (4,1)$$

az ennek megfelelő interferencia rend:

$$N = \frac{2 \cdot \overline{M'M''}}{\lambda} \quad (4,2)$$

Az intenzitás (3,1) szerint a nyalábokat egyenlő intenzitásúnak véve:

$$J = 2 \cdot J_0 \cdot (1 + \cos \Phi), \quad (4,3)$$

ahol:

$$\Phi = 2\pi \cdot \frac{r_1 - r_2}{\lambda} + \delta_1 - \delta_2 = \kappa \cdot s + \delta \quad (4,4)$$

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$$

az un. hullámszám,

$$\Delta = r_1 - r_2$$

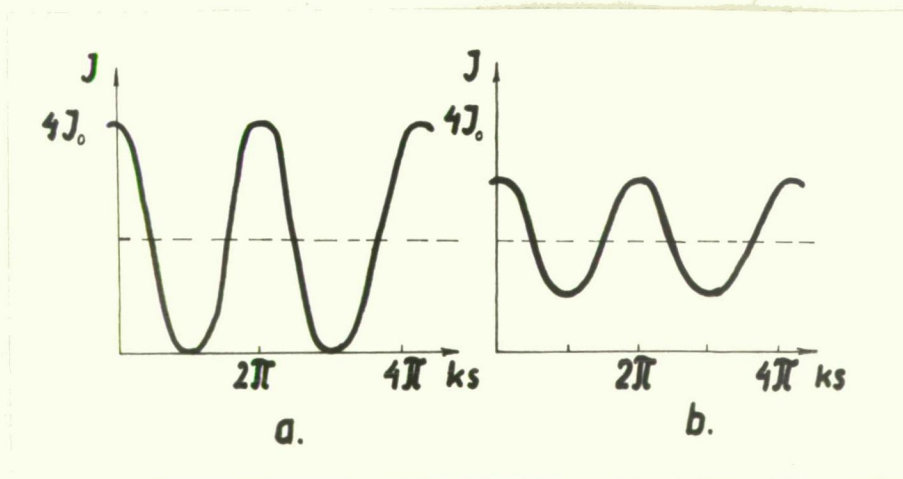
a karhossz különbség, vagy a kihuzat kétszerese. Ezért
(4,3)

$$J = 2 \cdot J_0 \cdot [1 + \cos(k \cdot \Delta + \delta)] \quad (4,3a)$$

alakban írható. Ha a reflektáló tükrök a T_0 féligáteresztő tükörtől egyenlő távolságra vannak /kiegyenlített karhossz/, s a levegőék igen kis szögű, az intenzitást a maximum és minimum helyeken a (3,5 a) és (3,5 b) adják meg. Az interferencia kontrasztja (3,7) szerint:

$$V = 1$$

a lehető legnagyobb /4,4 a. ábra/. Ha a T_2 tükröt önmagával



4,4. ábra

párhuzamosan eltoljuk úgy, hogy $M' M''$ távolság nő, a $T_1 T_2'$ közötti levegőék vastagabb lesz. "Ekkor a fény véges koherenciahossza miatt a kontraszt már nem lesz maximális: a

maximum helyeken az intenzitás nem éri el a $4 \cdot J_0$ értéket, a minimum helyeken nem lesz nulla. A kontrasztosságot éppen a karhosszkülönbség függvényében vizsgálva, a használt fényforrás koherencia tulajdonságaira kapunk információt /fizikai korreláció/" /Lásd: [21] 5.old. és 4,4.b. ábra/. A (4,3a) ezen esetre így írható:

$$J = 2 \cdot J_0 \cdot [1 + a \cdot \cos(k \cdot s + \delta)], \quad 0 < a < 1, \quad (4,5)$$

ezért a láthatóság:

$$V < 1$$

Valójában a fényforrás nem pontszerű, hanem véges kiterjedésű. Erről a továbbiakban feltesszük, hogy szabályos /általában kör, vagy téglalap/ alakú, és centrált /középpontja az optikai tengelyen van, felületeserre merőleges/. Ezért az interferencia rendjét meghatározó (4,1) egyenletben S utkülönbség a fényforrás különböző pontjaira különböző, s így ezekre az interferenciát meghatározó $a \cdot \cos(k \cdot s + \delta)$ is más lesz ugyanazon M pontban. Kiterjedt fényforrás esetén ezért az: $a \cdot \cos(k \cdot s + \delta)$ "interferencia tag"-ot a fényforrás F felületére átlagolni kell. Ezen esetben az interferencia tag:

$$\frac{1}{F} \cdot \int_F a \cdot \cos(k \cdot s + \delta) d\sigma \quad (4,6)$$

ahol $d\sigma$ a fényforrás elemi felülete. Mivel (4,5) szerint

$$0 < a < 1$$

nyilvánvaló:

$$\max \left[\frac{1}{F} \cdot \int_F a \cdot \cos(k \cdot s + \delta) d\sigma \right] < 1 \quad (4,7)$$

ami (4,5) figyelembe vételével az interferencia kontrasztosságának további csökkenését jelenti.

Kiterjedt fényforrás esetén a kontrasztosság vizsgálatánál H.H.Hopkins a parciális koherencia /vagy koherencia-fok/ és a koherencia-képesség fogalmát használja fel [17, ill. 21] .

Legyen $E_1(M)$ és $E_2(M)$ két fényhullám, melyek T_1 , illetve T_2 tükörről jutnak M megfigyelési pontba. A Maxwell-elmélet szerint a fény elektromágneses hullám. Interferenciánál a számbajövő fénydetektorok esetén csak az elektromos komponens játszik szerepet. Mivel a komponens vektor jellegét e tárgyalásban nem kívánjuk figyelembe venni, a két koherens fényhullámot itt mint komplex-skalár hullámot írjuk le:

$$E_1(M) = a_1 \cdot e^{i[2\pi(\nu t - \frac{r_1}{\lambda}) - \phi_1]}$$

$$E_2(M) = a_2 \cdot e^{i[2\pi(\nu t - \frac{r_2}{\lambda}) - \phi_2]}$$

ahol az a_1 és a_2 amplitudók az 1.§.-ban közölt feltevés szerint időtől függő mennyiségek. A két hullám által külön-külön létrehozott intenzitások M pontban:

$$I_1 = \langle E_1 \cdot E_1^* \rangle$$

$$I_2 = \langle E_2 \cdot E_2^* \rangle$$

ahol a^* a megfelelő konjugált komplex mennyiséget, a $\langle E_i \cdot E_i^* \rangle$ valószínűségi számítás szerint értelmezett un. várható érté-

ket jelenti [22]. A fényintenzitás mérésével megállapítható, J -vel jelölt értéke az 1.§ alapján egy $a(t)$ szerint fluktuáló intenzitás átlagértéke. Ez az J átlag intenzitás a valószínűségszámítás szerint a várható értékkel egyenlő.

Ha E_1 és E_2 hullám M megfigyelési pontba jut, a létrejövő fényintenzitás:

$$J = \langle (E_1 + E_2) \cdot (E_1^* + E_2^*) \rangle$$

$$J = J_1 + J_2 + \langle E_1 \cdot E_2^* \rangle + \langle E_1^* \cdot E_2 \rangle$$

Mivel:

$$\langle E_1^* \cdot E_2 \rangle = \langle E_1 \cdot E_2^* \rangle$$

$$J = J_1 + J_2 + 2 \cdot \langle E_1 \cdot E_2^* \rangle,$$

ahol:

$$\frac{\langle E_1 \cdot E_2^* \rangle}{\sqrt{J_1 \cdot J_2}} = \gamma_{12} \quad (4,9)$$

az un. "komplex kereszt-korreláció". Az $|\gamma_{12}|$ a koherencia képességet méri [23,24,25].

$$J = J_1 + J_2 + 2 \cdot \sqrt{J_1 \cdot J_2} \cdot |\gamma_{12}| \cdot \cos(k_s + \delta), \quad (4,8a)$$

vagy:

$$J = J_1 + J_2 + 2 \cdot \sqrt{J_1 \cdot J_2} \cdot \text{Re } \gamma_{12} \quad (4,8b)$$

A $|\gamma_{12}|$ a $\cos(k_s + \delta)$ -hoz viszonyítva las-

san változó függvény. Az $|\gamma_{12}|$ az interferencia kontrasztját, míg $\cos(k \cdot \delta + \delta^c)$ az interferencia-csíkok térbeli elhelyezkedését határozza meg. Ha:

$$|\gamma_{12}| = 1 \quad \text{a fény koherens,}$$

$$0 < |\gamma_{12}| < 1 \quad \text{a fény parciálisan koherens,}$$

$$|\gamma_{12}| = 0 \quad \text{a fény inkohereus.}$$

Ha a két sugár intenzitása megegyezik

$$|\gamma_{12}| = V_1 \quad (4, 10)$$

a koherenciaképesség és az interferencia kontrasztja megegyezik [21].

A γ_{12} koherencia-képességgel kapcsolatban meg szokás különböztetni:

- 1/ " fizikai koherencia-képességet" $\gamma_{12}(fiz)$, amely a kiterjedt fényforrás elemi μ_i rendszerével kapcsolatos. Ha M kiterjedt fényforrásban az egyes μ_i -k egymástól függetlenül sugároznak ki monokromatikus fényt, belátható, hogy

$$\gamma_{12}(fiz) = 1 \quad (4, 11)$$

- 2/ " geometriai koherencia-képesség"-et $\gamma_{12}(geom)$. Ez onnan származik, hogy az egyes egymástól függetlenül sugárzó μ_i atomisztikus /vagy molekuláris/ fényforrások hullámvonulatai között az utkülönbség az interferométer geometriai adataitól is függően nem teljesen azonos.

Elég nagy koherenciahossz esetén a valószínűségszámí-

tás szorzási törvénye szerint [26]:

$$\mathcal{I}_{12} = \mathcal{I}_{12}(\text{fix}) \cdot \mathcal{I}_{12}(\text{geom}). \quad (4,12)$$

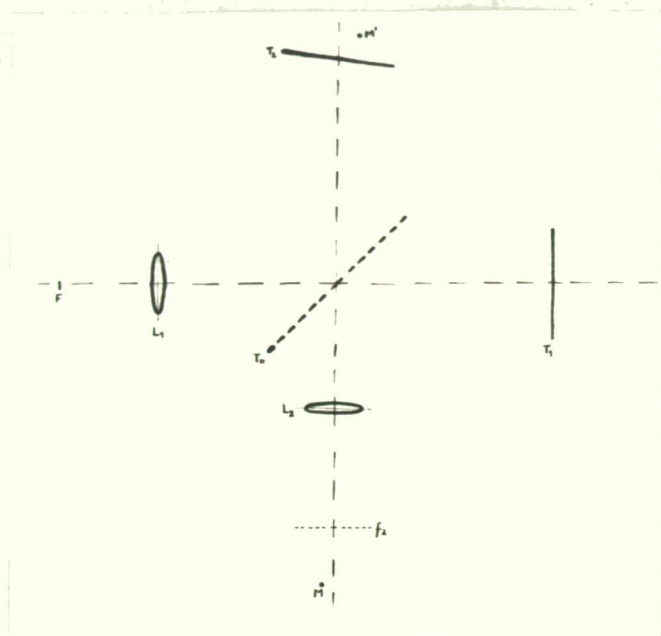
A (4,11) figyelembe vételével

$$\mathcal{I}_{12} = \mathcal{I}_{12}(\text{geom}) \quad (4,13)$$

adódik. Ezért (4,10) -ből

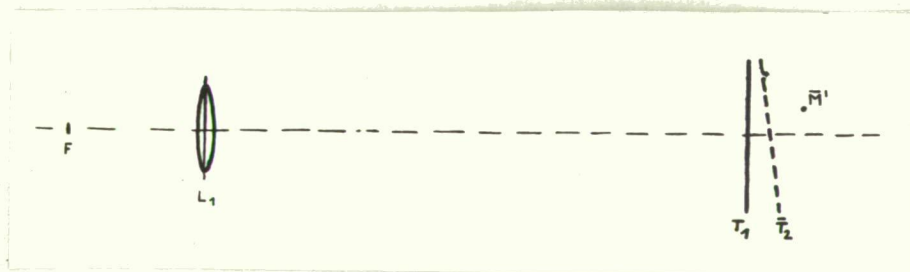
$$\mathcal{V} = |\mathcal{I}_{12}(\text{geom})| \quad (4,14)$$

összefüggést kapjuk. Vagyis az interferométer geometriai adataitól függő, megfelelő koherenciahossz esetén és (4,11) figyelembe vételével a megfigyelési pontban a láthatóság a fény geometriai-koherenciájával egyenlő. Így lényegében a láthatóság meghatározása a geometriai-koherencia-képesség mérésére korlátozódik. Az elmélet szerint kimutatható [21], hogy a L_2 lencse képterében lévő M megfigyelési ponthoz mindig található két olyan pont /az un. homológ pontok/, hogy a M pontban az interferencia-képességet ezen két pontban vett koherencia-képesség, a fázist e két pont közötti átlagos fáziskülönbség határozza meg. A homológ pontok a L_2 lencsére való leképezéssel és a T_0 féligáteresztő tükrön való tükrözéssel állíthatók elő. Legyen a M ponthoz tartozó tárgypont képe a L_2 lencsére vonatkozóan: M' /4,5. ábra/. Tükrözzük T_2 tükröt és M' -t a T_0 tükörre /4,5. a. ábra/. Legyenek a tükörképek: $\overline{T_2}$ és $\overline{M'}$. /A leképezés és a tükrözés után a leképezett elemeket elhagyjuk, mivel a leképezett, illetve tükrözött



4,5.ábra

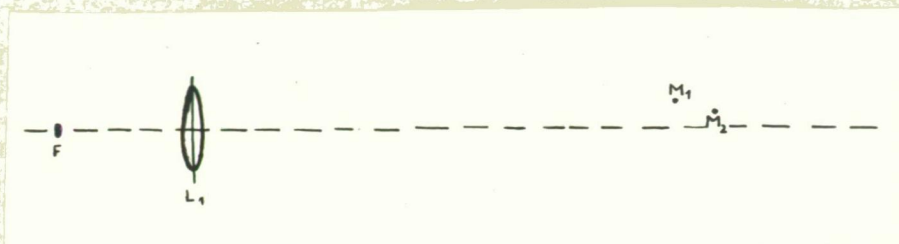
Az M megfigyelési pont
 M' tárgypontja



4,5 a.ábra

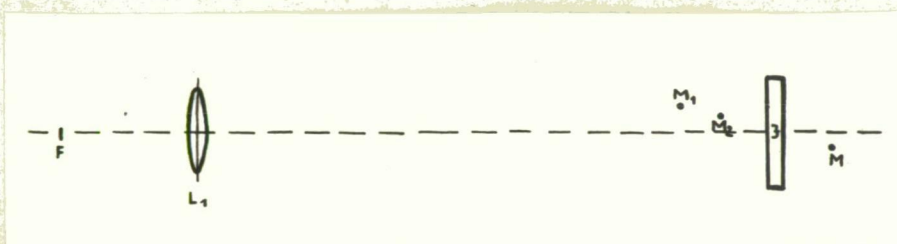
A T_2 tükör és az M' tárgypont tükrözése

pontokban a leképezés tulajdonságaiból eredően a E hullámfüggvénynek ugyanaz az értéke van, mint a leképezés előtt. / Végül tükrözzük a M' pontot a T_1 és a T_2 tükrökre / 4,5b.ábra/. Az így kapott M_1 és M_2 pontok az un. homológ pontok. Ugyanigy a L_2 lencsét és a M pontot tükrözve /4,5c.ábra/, az interferométer un. blokk-sémáját



4,5 b. ábra

A homológ pontok megszerkesztése



4,5 c. ábra

Az interferométer blokk-sémája

kapjuk, amelynek segítségével az interferométer működése leírható.

Az elmélet szerint a M -pontba egyidejűleg beeső és ott interferáló két hullám eredő hullámának fáziskülönbsége megegyezik a M_1 és a M_2 pontokban mért fázisok különbségével, a koherenciafok pedig megegyezik a M és a M_2 -be jutó hullámokra számított koherenciaképességgel. Hogy az M_1 és M_2 pontokba egyidejűleg beeső hullámok fáziskülönbsége megegyezik az M pontba beeső hullámok fáziskülönbségével, ez a M_1 és M_2 pontok megszerkesztéséből következik. A komplex kereszt-korrelációk egyenlőségét a

következőképp láthatjuk be. Mivel

$$E_1(M; t) = \mathcal{J} \cdot E(M_1; t - \frac{r}{c})$$

$$E_2(M; t) = \mathcal{J} \cdot E(M_2; t - \frac{r}{c})$$

ahol $\overline{M_1 M} = \overline{M_2 M} = r$, \mathcal{J} az interferométer és az L_2 lencse fénycsökkentőképessége /fogalmát lásd 61. oldal lábjegyzete/, ezért

$$\frac{\langle E_1(M) \cdot E_2^*(M) \rangle}{\sqrt{J_1(M) \cdot J_2(M)}} = \frac{\langle E(M_1) \cdot E^*(M_2) \rangle}{\sqrt{J(M_1) \cdot J(M_2)}}$$

vagyis

$$\gamma_{12}(M) = \gamma(M_1; M_2). \quad (4, 15)$$

Mivel a fényforrás véges kiterjedésű, a M_1 és M_2 pontokból nem egyetlen hullám, hanem normál sugárrendszer érkezik M pontba. Ezért $|\gamma_{12}(M)|$ (4,6) szerint felületi integrállal fejezhető ki. Ennek matematikai számítását mellőzve [21], csak a végeredményeket használjuk fel.

A $|\gamma_{12}|$ -re kapott eredmények függnak a kiterjedt fényforrás alakjától. Mint említettük (25. old.) kiterjedt, centrált, szabályos alaku fényforrásként kör, vagy téglalap alaku diafragmát használhatunk, mint másodlagos fényforrást. Mivel kísérleteinket csak kör alaku, centrált fényforrással végeztük, a továbbiakban csak erre terjeszkedünk ki. Ezen esetre a

$$\gamma(M) = |\gamma_{12}(M)|$$

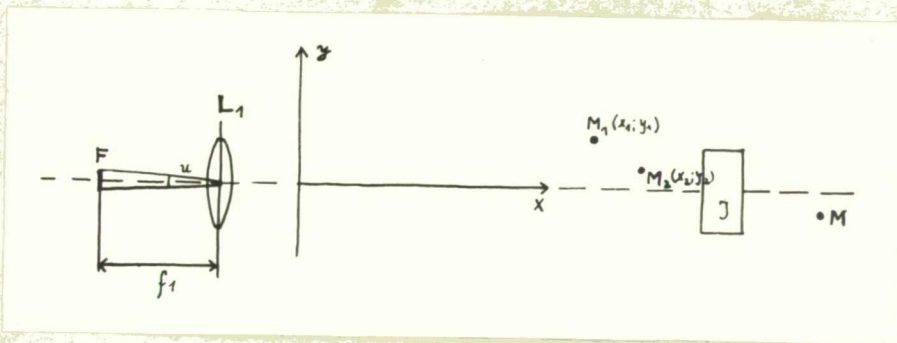
értéke attól függ, hogyan helyezkednek el a M ponthoz tartozó homológ pontok. A homológ pontok elhelyezkedésére három lehetőség van:

1/ ha M_1 és M_2 a L_2 lencse optikai tengelyén, vagy azzal párhuzamos egyenesen vannak:

$$|\gamma_{12}| = \frac{\sin \frac{A \cdot u^2}{4}}{\frac{A \cdot u^2}{4}},$$

$$A = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (x_2 - x_1)$$

ahol: $(x_2 - x_1)$ a homológ pontok koordinátáinak különbsége /lásd: 4,6. ábra/, $2u$ a fényforrás nyílásszöge;



4,6. ábra

Az interferométer blokk-sémája
koordináta rendszerben

2/ ha a homológ pontok az optikai tengelyre merőleges egyenesen vannak, de az (x, y) síkban:

$$|\gamma_{12}| = \frac{2 \cdot J_1(B \cdot u)}{B \cdot u},$$

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (y_2 - y_1)$$

ahol J_1 elsőrendű Bessel-függvény [27]^{x)};

x) $x^2 \cdot y'' + x \cdot y' + (x^2 - y^2) \cdot y = 0$

az ún. Bessel-féle differenciálegyenlet, amelynek megoldás

3/ ha a homológ pontok tetszőleges helyzetűek:

$$|\gamma_{12}| = \frac{1}{A \cdot u^2} \cdot \sqrt{u_1^2 + u_2^2}$$

u_1 és u_2 az $A \cdot u^2$ és $B \cdot u$ változók Lommel-féle függvényei [28] ^{xx)}.

dása:

$$y = \frac{x^\nu}{2^\nu \cdot \Gamma(\nu)} \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \cdot x^{2k}}{2^{2k} \cdot \Gamma(k) \cdot \Gamma(\nu+k)} = J_\nu(x)$$

az un. első fajú ν -ed rendű Bessel-függvény. Ha $\nu=1$ az első fajú első rendű Bessel-függvényhez jutunk, amely

$$\begin{aligned} J_1(x) &= \frac{x}{2} \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \cdot x^{2k}}{2^{2k} \cdot \Gamma(k) \cdot \Gamma(k+1)} = \\ &= \frac{x}{2} \cdot \left[1 - \frac{x^2}{2 \cdot 4} + \frac{x^4}{2 \cdot 4 \cdot 4 \cdot 6} - \frac{x^6}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8} + \dots \right] \end{aligned}$$

alaku.

xx) A Lommel-féle függvény két változós henger függvény. Amint a Bessel-féle függvény, ez is konvergens végtelen függvénysorral adható meg. A szereplő u_1 elsőrendű és u_2 másodrendű Lommel-féle függvényeket az

$$u_1(z, x) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot \left(\frac{z}{x}\right)^{2k+1} \cdot J_{2k+1}(x)$$

és

$$u_2(z, x) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \cdot \left(\frac{z}{x}\right)^{2k+2} \cdot J_{2k+2}(x)$$

Az $|\chi_{12}|$ ismerete az interferométernél azért szükséges, hogy az interferenciaterben meghatározhassunk olyan pontot, ahol a jelenség megfelelő kontrasztosan jelentkezik, vagyis a

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

az interferométer geometriai adataitól függően lehetőleg maximális.

A Fizeau-féle interferencia-csík elhelyezkedését a (4,8 a) szerint $\cos(k \cdot s + \delta)$ határozza meg. Mivel (4,4) szerint:

$$k \cdot s = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (r_2 - r_1) \quad (4,16)$$

ahol: $(r_2 - r_1)$ a karhossz különbségének, vagyis a kihuzatnak kétszerese, az interferenciater ugyanazon pontjában a kihuzat változtatásával interferencia-maximumok és minimumok állíthatók elő. A kihuzat mérésével (4,16) alapján a monokromatikus fény hullámhossza mérhető. Az interferenciater ugyanazon pontjában azonban az interferenciacsíkok láthatósága a fenti (lásd: 37. old.) 1/,2/,3/ feltételek alapján változni fog. Ezért olyan pontot kell keresni, ahol a mérés számára szükséges kihuzat változtatása mellett a

függvénysorok állítják elő, ahol $J_{2k+1}(x)$ és $J_{2k+2}(x)$ a $(2k+1)$. és $(2k+2)$. -rendű Bessel-féle függvények.

kontraszt-változás a mérés pontosságát nem befolyásolja. Ez a már említett élességi síkban általában megfelelő, főként az L_2 lencse optikai tengelyének környezetében.

A fenti 1/, 2/, 3/ lehetőségek egyuttal felvilágosítást nyújtanak a megfelelő apertura-nyílásra is aszerint, hogy az interferométert milyen célra akarjuk használni.

5.§. A spektrum meghatározása kétsugaras interferogram alapján

Az interferencia-spektroszkópiában a spektrumok finom-szerkezetének tanulmányozására általában soksugaras interferométereket /Fabry-Perot-féle interferométer, Lummer-Gehrcke lemez/ szokás használni. Ezeknél a fellépő interferencia-maximumok igen élesen jelentkeznek, s így a felvett interferogramoknak már kis, zavartalan szakaszából /diszperzió-tartomány/ is meghatározható a spektrum finom szerkezete. A spektrális finom-szerkezetre azonban a kétsugaras interferométerrel felvett interferogramból is következtethetünk, mivel az interferogramban a hullámhossz-különbségek lebegések alakjában jelentkeznek. Most azonban az interferogram elegendően hosszú szakaszának kiértékelése szükséges. Ha ugyanis pl. egy dublett-vonal közepes hullámhossza λ , a hullámhossz-különbség $\Delta\lambda$, a lebegés maximumai és minimumai $2 \cdot \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ számú csik-különbséggel következnek egymás után. Az alábbiakban röviden azzal foglalkozunk, hogyan határozható meg egy interferogramból a spektrális finom-szerkezet kétsugaras interferogram esetén.

Egy spektrumnak interferogramba való átszámítása matematikailag a Fourier-féle integrál-tétel inverzióformulájával lehetséges [29]. Az alkalmazandó tétel így szól: legyen $f(u)$ egy zárt intervallumban folytonos függvény, amely eleget tesz a Dirichlet-féle feltételnek /az interval-

lum felbontható véges számú részintervallumra, melyben $f(u)$ monoton/, ha:

$$g(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(u) \cdot e^{-iuv} \cdot du, \quad (5,1)$$

akkor:

$$f(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} g(v) \cdot e^{iuv} \cdot dv, \quad (5,2)$$

ahol $g(v)$ és $f(u)$ a Fourier-féle függvénpárok. A $g(v)$ -re az alábbi feltételek teljesüljenek még:

a/ a $g(v)$ a v -nek egyértékű függvénye a $-\infty < v < \infty$ intervallumban,

b/ az $\int_{-\infty}^{\infty} |g(v)| \cdot dv$ létezik,

c/ a $g(v)$ -nek lehet véges számú szakadása /ugrása/. Ha egy ilyen a v_0 -nál van, ott

$$g(v) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{2} \cdot [g(v_0 + \varepsilon) + g(v_0 - \varepsilon)]$$

legyen a függvényérték.

Két koherens fényhullám utkülönbsége legyen δ . Legyen /1/ fényhullám amplitúdó-függvénye $a(\omega)$, a /2/-é pedig $\rho \cdot a(\omega)$, ahol $0 < \rho < 1$ az optikai berendezés transzmissziója következtében előálló amplitúdóarány. Az /1/ és /2/ hullámvonulata a z tengely mentén:

$$f_1\left(\frac{z}{c}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\omega) \cdot e^{i\omega \cdot \frac{z}{c}} \cdot d\omega, \quad (5,3)$$

$$f_2\left(\frac{z}{c}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho \cdot a(\omega) \cdot e^{i\omega \cdot \frac{z-\delta}{c}} \cdot d\omega = \rho \cdot e^{-i\omega \frac{\delta}{c}} \cdot f_1\left(\frac{z}{c}\right). \quad (5,4)$$

A szuperpozíció következtében az eredő fényhullám:

$$F\left(\frac{z}{c}\right) = f_1\left(\frac{z}{c}\right) + f_2\left(\frac{z}{c}\right) \quad (5,5)$$

Alkalmazzuk (5,3) -ra az (5,1) és (5,2)-vel megadott inverzióformulát $u = \frac{z}{c}$, $v = \omega$ és $u\omega = \omega \frac{z}{c}$ feltételekkel, valamint ρ és δ -t ω -tól függetlennek tekintve

$$g(v) = \sqrt{2\pi} \cdot a(\omega),$$

$$a(\omega) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f_1\left(\frac{z}{c}\right) \cdot e^{-i\omega \cdot \frac{z}{c}} \cdot \frac{dz}{c}, \quad (5,6a)$$

$$\rho \cdot a(\omega) = \rho \cdot e^{-i\omega \frac{\omega \delta}{c}} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f_1\left(\frac{z}{c}\right) \cdot e^{-i\omega \frac{z}{c}} \cdot \frac{dz}{c}. \quad (5,6b)$$

Az (5,5) -re az inverzióformulát hasonlóképp alkalmazva és (5,6a), valamint (5,6b) felhasználásával

$$a(\omega) \cdot \left[1 + \rho \cdot e^{-i\omega \frac{\omega \delta}{c}}\right] = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} F\left(\frac{z}{c}\right) \cdot e^{-i\omega \frac{z}{c}} \cdot \frac{dz}{c}, \quad (5,7)$$

$$A(\omega) = a(\omega) \cdot \left[1 + \rho \cdot e^{-i\omega \frac{\omega \delta}{c}}\right] \quad (5,8)$$

adódik az eredő fényhullám amplitudó-függvényére.

Speciálisan a Michelson-féle interferométerre alkalmazva, feltéve, hogy $\rho = 1$, vagy legalább is jó megközelítéssel ez megvalósítható, kapjuk az eredő spektrális intenzitására monokromatikus fényhullámok esetén

$$J(\omega) = C \cdot \epsilon_0 \cdot a^2(\omega) \cdot \left[1 + \cos \frac{\omega \delta}{c}\right], \quad (5,9)$$

ahol C a fény terjedési sebessége, ϵ_0 az elektrosztatikus térállandó, nagysága a választott egységrendszer-től függ [32]. Ez az egyenlet az eredő intenzitást a két

egyenlő intenzitású interferáló fényhullámok között fellépő δ utkülönbség függvényeként írja le. Meghatározhatjuk ezek alapján az interferáló fényhullámok spektrumát, mint δ függvényét. A teljes intenzitás (5,9) szerint:

$$J_T = c \cdot \epsilon_0 \cdot \int_0^{\infty} a^2(\omega) \cdot d\omega + c \cdot \epsilon_0 \cdot \int_0^{\infty} a^2(\omega) \cdot \cos \frac{\omega \delta}{c} \cdot d\omega = J_0(\delta), \quad (5,10)$$

ahol $J_0(\delta)$ az intenzitást mint δ függvényét írja le. Itt feltesszük, mint előbb is, hogy az interferométer transzmissziója ω -tól független. A $\delta=0$ esetén ebből

$$J_0(0) = 2 \cdot c \cdot \epsilon_0 \cdot \int_0^{\infty} a^2(\omega) \cdot d\omega$$

adódik. Elég nagy δ -ra és nem monokromatikus spektrum esetén

$$\frac{1}{2} \cdot J_0(0) = c \cdot \epsilon_0 \cdot \int_0^{\infty} a^2(\omega) \cdot d\omega,$$

ezért

$$h(\delta) \equiv J_0(\delta) - \frac{1}{2} \cdot J_0(0) = c \cdot \epsilon_0 \cdot \int_0^{\infty} a^2(\omega) \cdot \cos \frac{\omega \delta}{c} \cdot d\omega \quad (5,11)$$

az intenzitásváltozást mint a δ utkülönbség függvényét adja. Az intenzitásnak, mint a δ utkülönbségnek függvényét mutatja két nem monokromatikus hullám esetén /5,1./ ábra. A detektáló által felvett ezen $h(\delta)$ görbét nevezzük interferogramnak.

Az (5,11) egyenletben szereplő $a^2(\omega)$ és $h(\delta)$ -ra a Fourier-féle inverzió formulát az alábbi módon használhatjuk:

$$g(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^{\infty} f(u) \cdot \cos uv \cdot du,$$

$$f(u) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^{\infty} g(v) \cdot \cos uv \cdot dv,$$

ahol: $u = \delta$ és $v = \frac{\omega}{c}$ / $dv = \frac{d\omega}{c}$ / helyettesítésekkel:

$$f(u) = h(\delta) = c \cdot \varepsilon_0 \cdot \int_0^{\infty} a^2(\omega) \cdot d\omega,$$

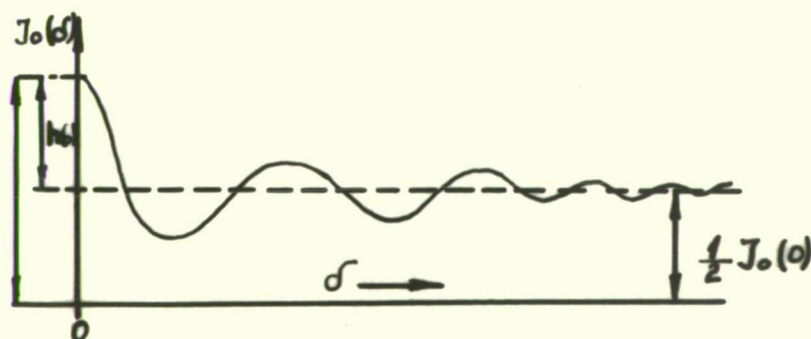
s így

$$g(v) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot c^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot a^2(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^{\infty} h(\delta) \cdot \cos \frac{\omega \delta}{c} \cdot d\delta,$$

vagy

$$J(\omega) = \frac{1}{2} \cdot c \cdot \varepsilon_0 \cdot a^2(\omega) = \frac{1}{\pi c} \cdot \int_0^{\infty} h(\delta) \cdot \cos \frac{\omega \delta}{c} \cdot d\delta. \quad (5,12)$$

Ezen egyenlet a keresett spektrális eloszlást adja, ami meghatározható $h(\delta)$ kétsugaras interferogram felvételével.



5,1. ábra

Nem monokromatikus fénycsugár kétsugaras interferogramja

Ilyen kétsugaras interferogramot mutat /5,2./ ábra

a távoli infravörös tartományban/ $\lambda = 25 \cdot 10^3 \text{ nm} - 10^6 \text{ nm}$ /

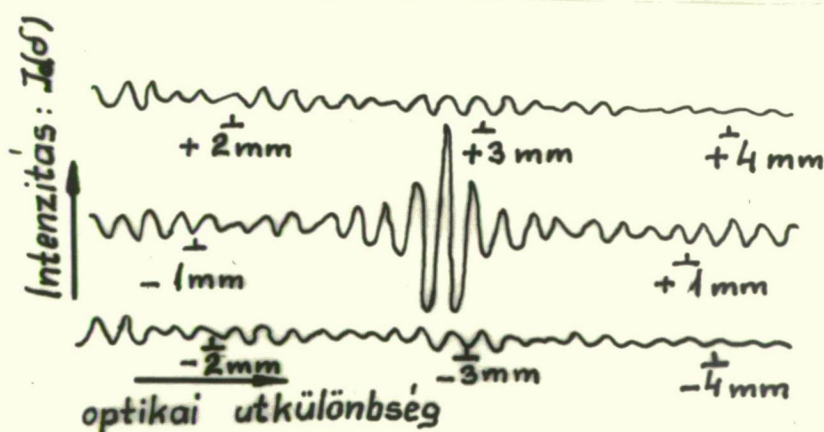
egy Strong és Mc Cubbin által készített interferométerrel felvéve, amelynél

$$J(\omega) = \cos^2 \frac{2\pi \cdot d}{\lambda}$$

a nulladik rendre. Ebből $2d = \delta$ felhasználásával kapjuk

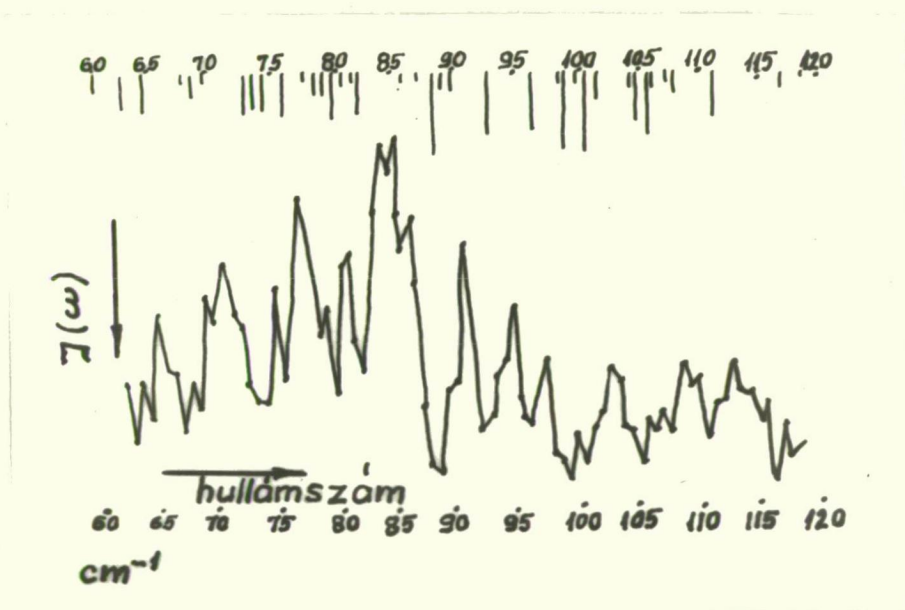
$$J(\omega) = \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \cos \frac{\omega \delta}{c} \right].$$

Ez ugyanolyan alaku egyenlet, mint (5,9). Ezért δ változtatásával $J(\delta)$ interferogram felvehető, amelynek (5,12) szerinti Fourier-féle inverzét, vagyis az intenzitás spektrális eloszlását az /5,3./ ábra mutatja. /A vonalak abszorpciós vonalak, mivel a sugárnyaláb vizsgálón halad át./



5,2. ábra

Távoli infravörös tartományban felvett kétsugaras interferogram

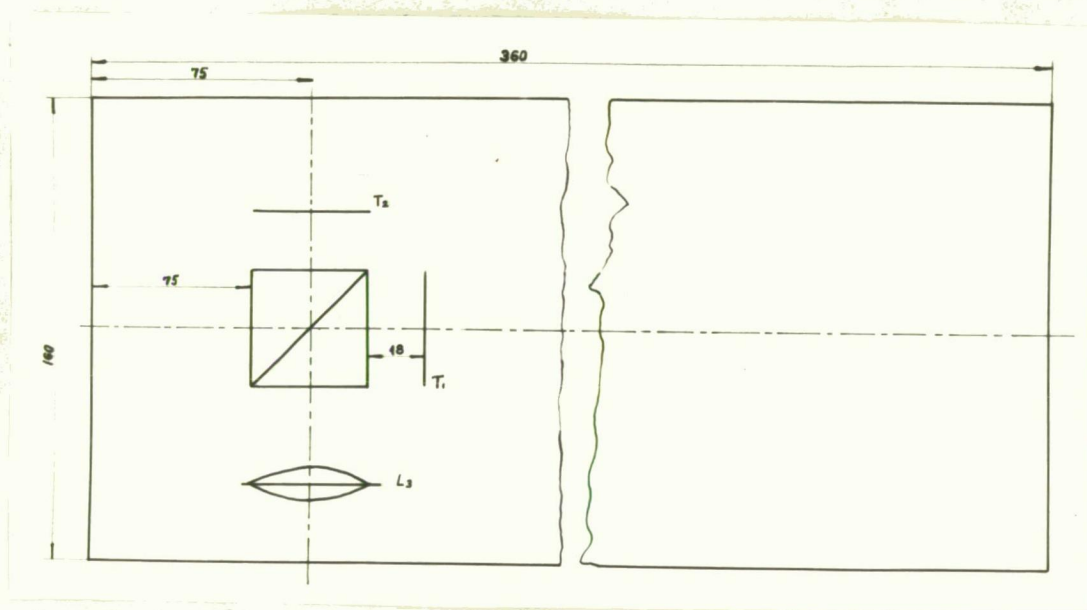


5,3. ábra

Az /5,2./ ábrán levő interferogram Fourier-transzformja

6.§. A szűkebb értelemben vett interferométer összeállítása

Az interferométer 10 mm vastag fredál-lapra van felszerelve. A szerkezet-elemek elhelyezkedését a /6,1./ ábra mutatja. Nézzük az egyes tartozékokat.

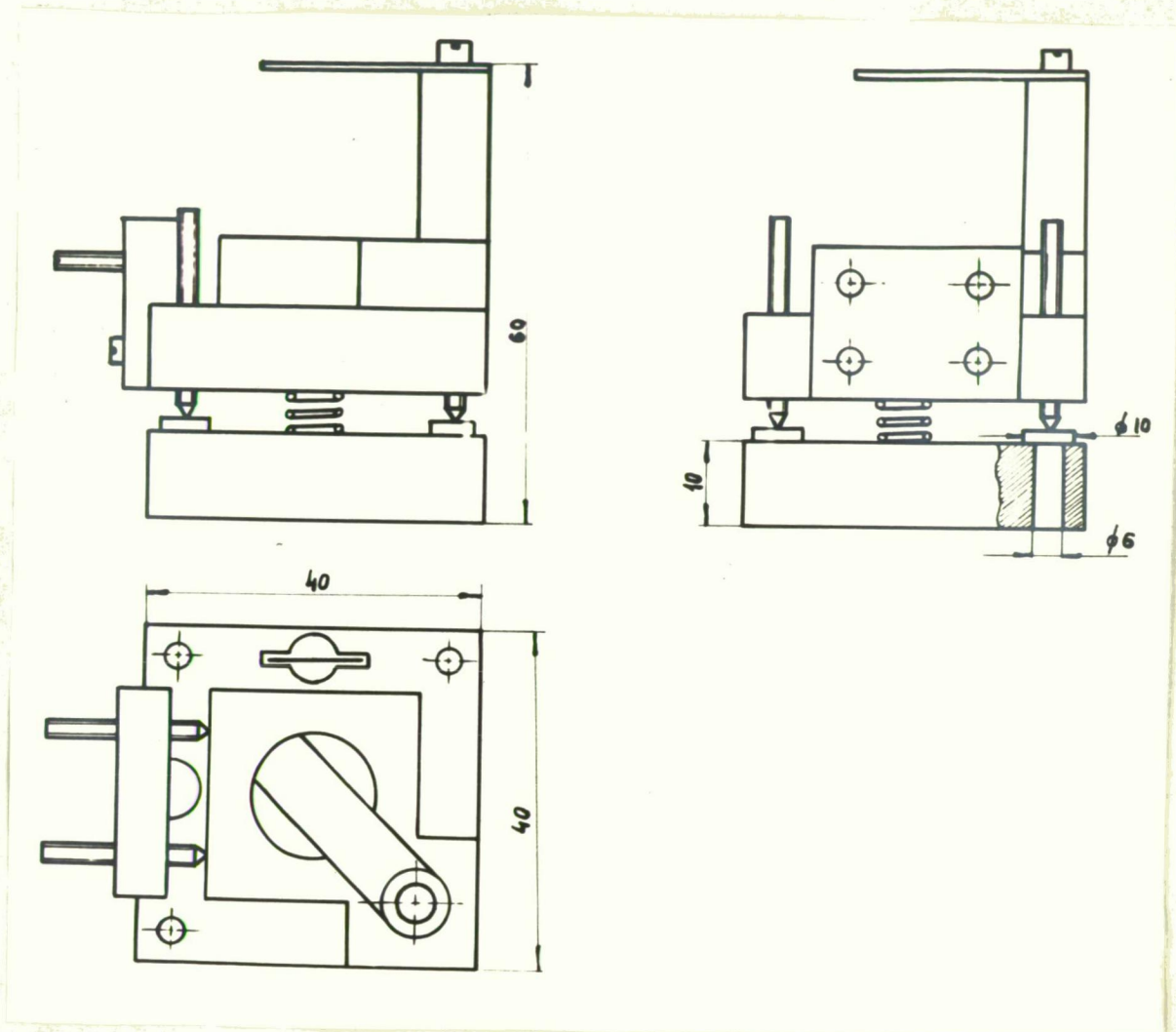


6,1. ábra

A szűkebb értelemben vett interferométer
elvi rajza

A prizmatartó asztal kettős /6,2.ábra/. Az asztal alsó lapja az interferométer-asztalhoz mereven van rögzítve. Felső lapján van a 24x24 mm alaplapu, 21 mm magas osztó - prizma.^{x)}

x) M.Oz M. inkurrencia-áru, több példányt kell megvizsgálni, mivel a ragasztóréteg vastagsága némelyik darabnál nem



6,2. ábra

A prizmatartó asztal rajza

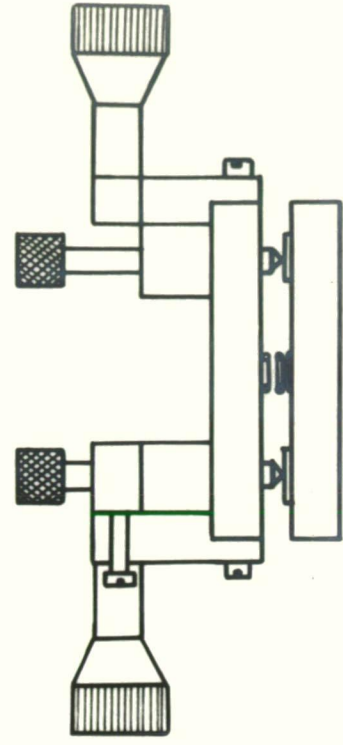
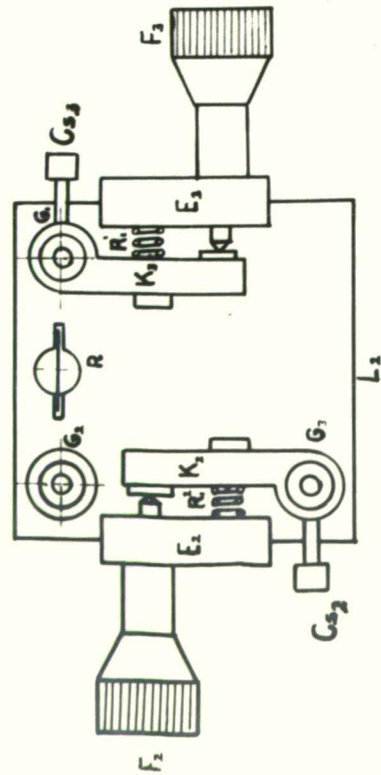
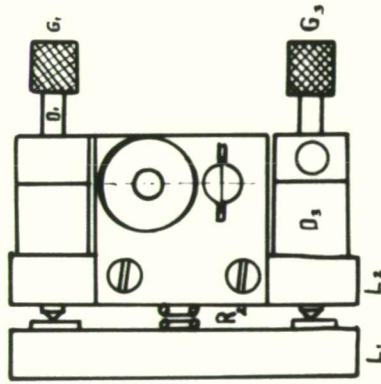
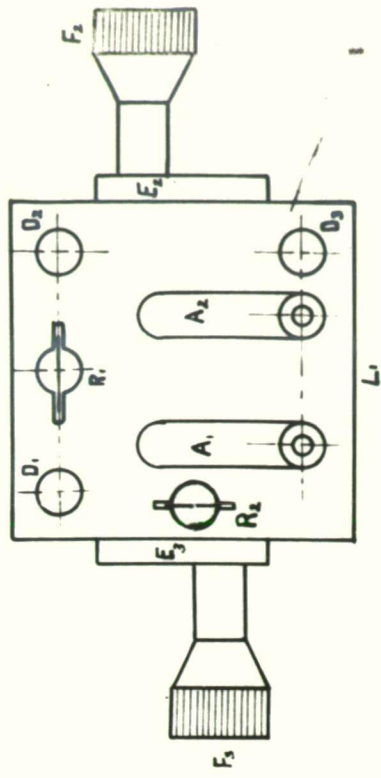
mindenütt egyenletes. Ilyeneknél a hibát az árulja el, hogy a létrejövő interferencia-körökben és -csikokban torzulások lépnek fel.

A prizmat rugalmas lemez rögzíti a felső asztal-laphoz. A felső lap az alsóhoz viszonyítva két rugóval és három 0,5 mm-es menetemelkedésű csavarral vízszintezhető. /Ugyanílyen összeállításuk a reflektáló tükrök tartói is. Részletesebben ott foglalkozunk leírásával./ A prizma forgatását függőleges tengely körül, s ezzel a prizmalapnak a sugármenetre merőleges beállítását a két oldalcsavar teszi lehetővé. Segítségükkel a felső lapot az alsóhoz viszonyítva korlátozott, de megfelelő nagyságu határok között forgathatjuk.

A L_3 vetítőlencse tartója az asztal áttört vágatában a sugármenet irányában eltolható. Jól láthatjuk ezt a/6,5./ ábra fényképfelvételén. Így az ernyőn az interferenciakép könnyen élesre állítható.

A T_2 tükörtartó-asztalának rajzát a /6,3./ ábra mutatja. Ezen négy méretezett rajzot látunk. Középen az oldalnézet, balra a hátulnézet, jobbra az előlnézet, alól a felülnézet látható. A tükör L_1 lapra van felfogva, míg

L_2 -n azon szerkezetek vannak, amelyekkel L_1 és ezzel a tükör megfelelő beállítása lehetséges. Az L_1 és L_2 lapok is fredálból készültek. Az L_2 az interferométer-asztalhoz fogott "szupportra" van rögzítve, amellyel a T_1 és a T_2 tükröket az osztó-prizmától közel egyenlő távolságra tudjuk beállítani. A szupport a /6,8./ ábra fényképén B-vel jelölt gomb segítségével közelíthető, vagy távolítható a prizmatól. Az L_1 laphoz A_1 és A_2 rugalmas lemezek



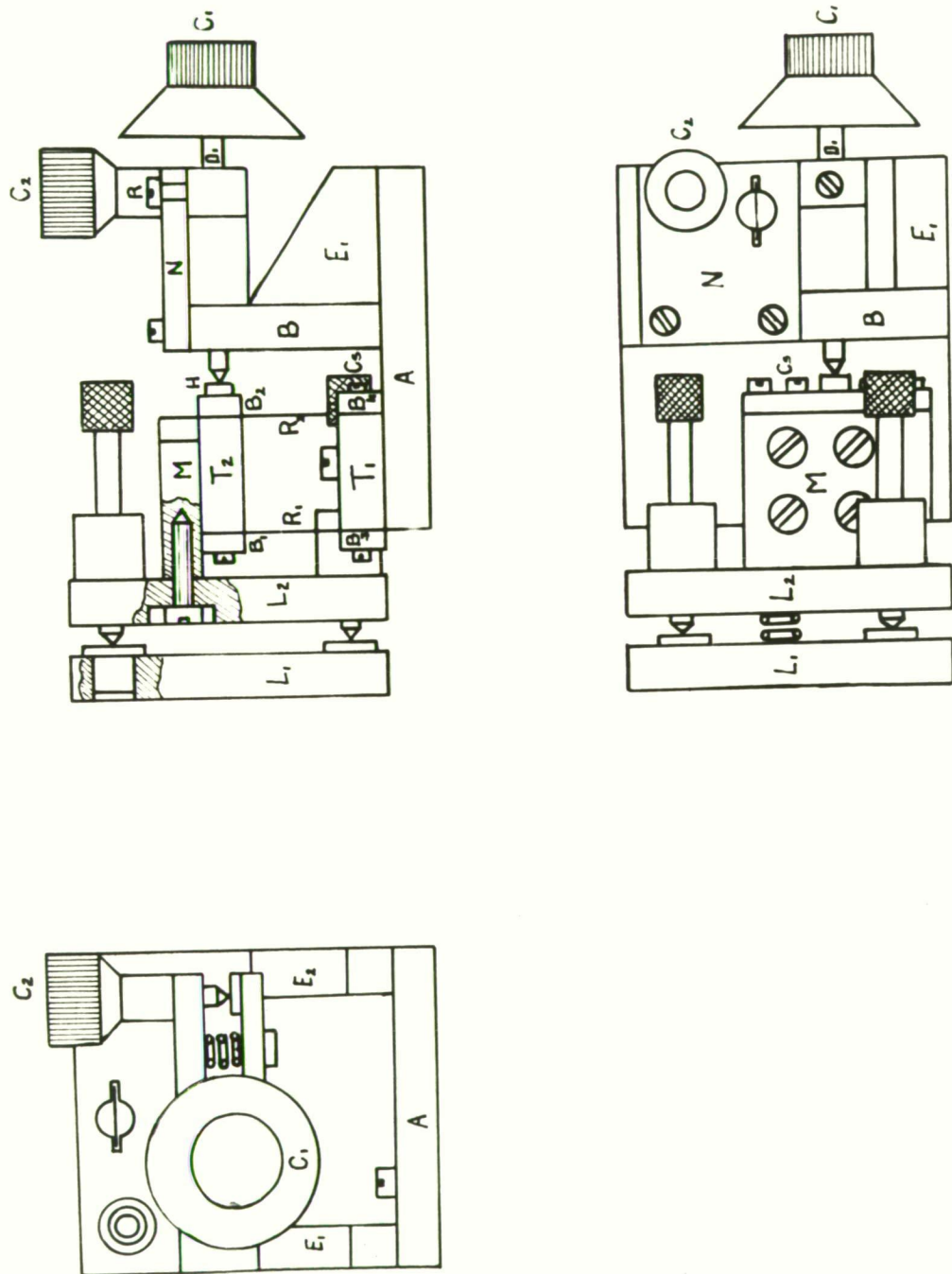
6,3. ábra

T_2 tükör tartó-asztala

rögzítik a tükröt. A lemezek alátétes csavarral kapcsolódnak L_1 -hez. Az L_1 és L_2 lapokat egyrészt R_1 és R_2 rugók, másrészt D_1 , D_2 , D_3 csavarok fogják össze. A rugók L_1 és L_2 10-mm-es furataiban süllyesztve helyezkednek el egy-egy zár-szeggel rögzítve. Az R_1 és R_2 rugók húzásra vannak beállítva, vagyis a lapokat egymáshoz közelíteni képesek. A D_1 , D_2 , D_3 csavarok egyrészt a lapokat egymástól távolítani igyekeznek, másrészt L_1 lap függőleges, illetve vízszintes tengely körüli döntését teszik lehetővé. A csavarok L_1 lapba süllyesztett bronzperselyeket nyomják. A D_1 , D_2 , D_3 csavarok a G_1 , G_2 , G_3 forgató gombokkal állíthatók. Az L_1 és L_2 távolságát célszerűen úgy választjuk meg, hogy R rugók megfelelően megfeszüljenek. A készített interferométernél 5 mm körüli ez a távolság. A D_2 és D_3 meneteken finom állításu szerkezet is található. Ehhez tartoznak K_2 és K_3 karok, amelyek emelőszerűen működnek F_2 és F_3 csavarok, illetve R_2' és R_3' rugók segítségével. D_2 és D_3 csavarokhoz K_2 és K_3 emelőket C_2 és C_3 csavarok rögzítik. Ezek feloldásával csak a durva állítók működnek. R_2' és R_3' rugók éppen úgy húzásra vannak beállítva mint R_1 és R_2 , s azokkal megegyezően működnek. F_2 és F_3 egyrészt a T_2 tükör finom beállítását teszi lehetővé, másrészt a tükör döntését. Segítségükkel a T_1 és a T_2 tükrök közötti planparel, illetve ék levegő-réteg beállítását is elvégezhetjük. F_2 csavarásával a tükör függőleges, míg F_3 csavarásával víz-

szintes tengely körül forog. A finom állító szerkezetek E_2 és E_3 asztalkára szereltek, amelyek viszont az L_2 laphoz vannak mereven kötve.

A T_1 tükör tartó-asztalának berendezése megegyezik a T_2 tükörével. Az eltérés a kettő között annyi, hogy a finom állító szerkezet hiányzik. Itt tehát a tükör csak G_1 , G_2 és G_3 segítségével állítható merőlegesen a sugárnyalábra. A T_1 tükör tartó-rendszerének L_2 lapját M asztal köti a megtoló szerkezethez, amelynek méretezett rajzát oldal-, felül-, és hátul-nézetben az /6,4./ ábra mutatja. A megtoló szerkezet az interferométer asztalhoz rögzített A asztalra van szerelve. Az R_1 és R_2 1 mm vastagságú lemezrugó lapok a T_1 és T_2 fredáltestek két oldalára vannak rögzítve a B -tömbök és C csavarok segítségével. A T_2 -tömbhöz az M fredál-lap csatlakozik merev kötéssel. A B_2 tömb közepén elhelyezkedő H bronzhengert a D_1 tolja meg, amely 5 mm átmérőjű, 0,5 mm menetemelkedésű csavar. Kis eltolás /0,3-0,4 mm/ esetén M és a vele összekapcsolt tükör tartó-rendszer önmagával párhuzamosan tolódik el. Ezáltal lehetővé teszi a T_1 és T_2 visszaverő tükrök közötti levegő réteg vastagságának változtatását. A megtolása a C_1 és C_2 gombok segítségével történik. C_1 a durván megtoló, C_2 a finoman megtoló gomb. Ez utóbbit R_1 csavar segítségével lehet D_1 tengelyéhez rögzíteni, vagy arról leoldani. A D_1 csavarhoz kapcsolódó finoman megtoló szerkezet működése ugyanaz,

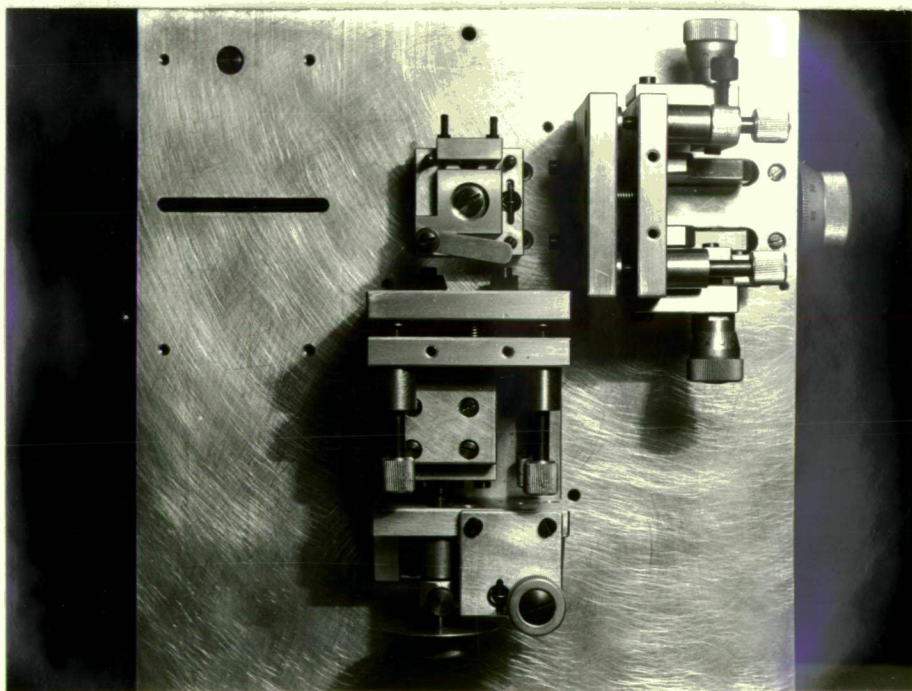


T₁ tükör tartó-asztala és a megfőlő szerkezet

6,4. ábra

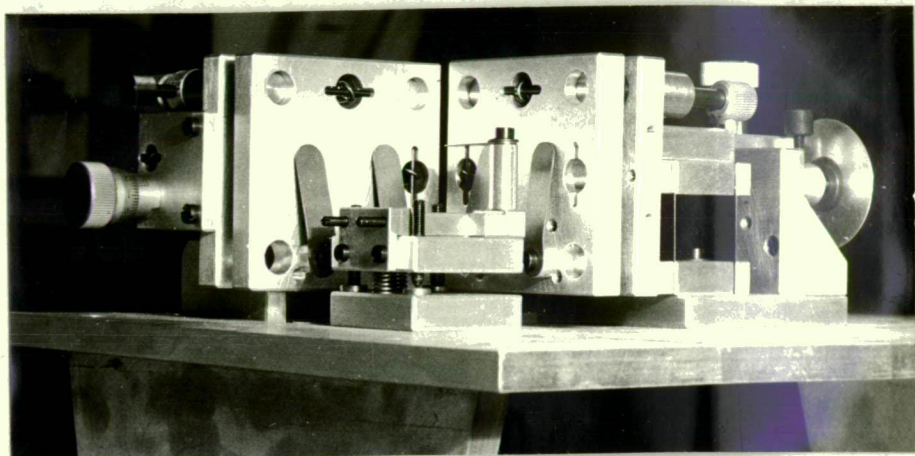
mint az /6,3./ ábrán látható D_2 , vagy D_3 csavaroké. A D_1 és a hozzá kapcsolódó szerkezet felfogását és A -hoz való rögzítését B tömb és az arra fogott N asztalka , valamint a B tömb rögzítésére szolgáló E_1 és E_2 trapez-alaku tömbök teszik lehetővé.

A méretezett rajzokon kívül a /6,5; 6,6; 6,7; 6,8; 6,9/ ábrák fényképfelvételei az interferométer elrendezéséről adnak különböző beállításokban képeket.



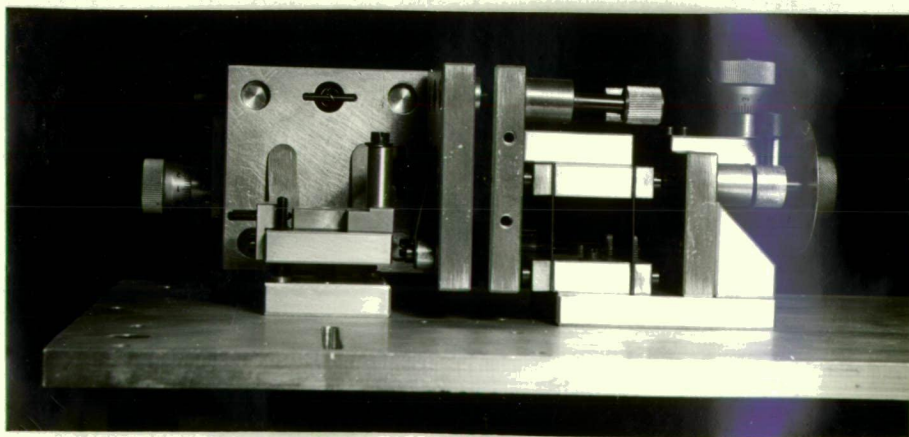
6,5. ábra

Felül-nézeti kép



6,6. ábra

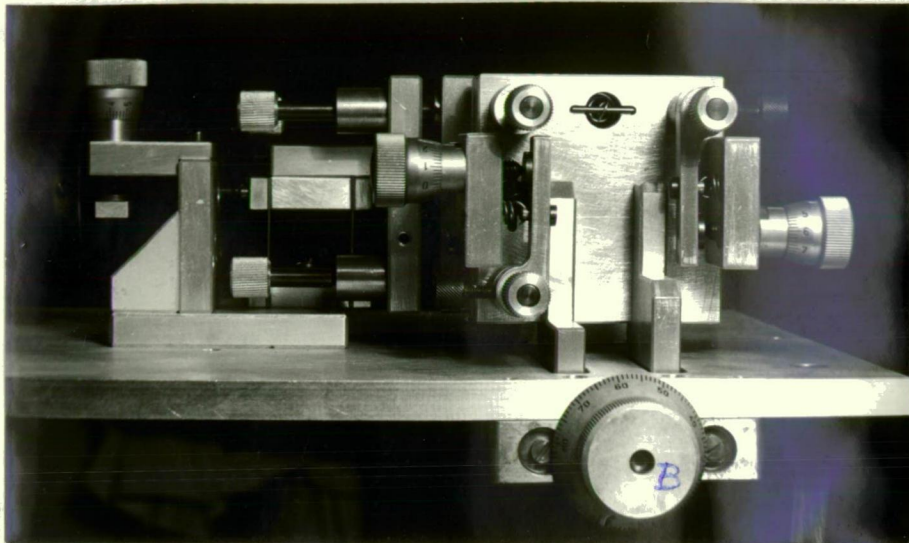
A prizma tartó-asztala



6,7. ábra

Jobbra: T_1 tartó-asztala és a megtoló szerkezet oldal nézetben.

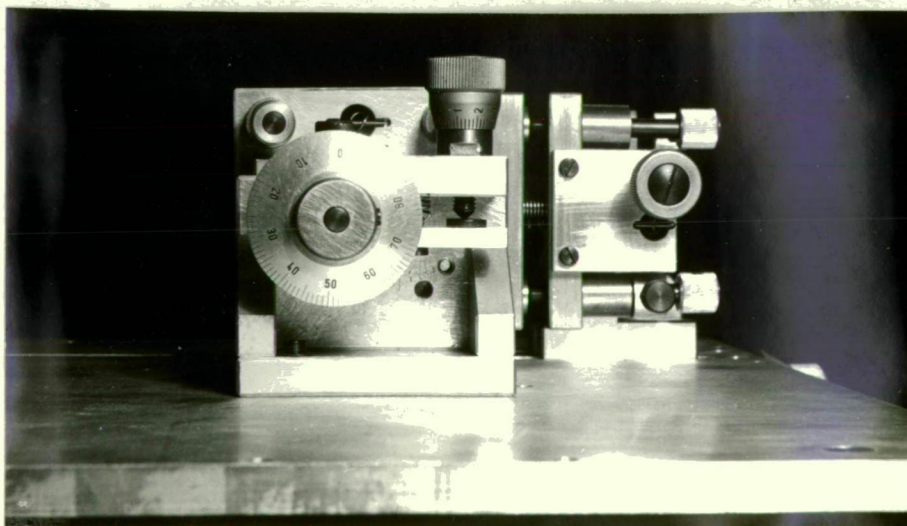
Balra: T_2 tartó-aszta elől-nézetben.



6,8. ábra

Jobbra: T_2 tartó-asztala hátul-nézetben

Balra: T_1 tartó-asztala és annak megtoló szerkezete oldal-nézetben



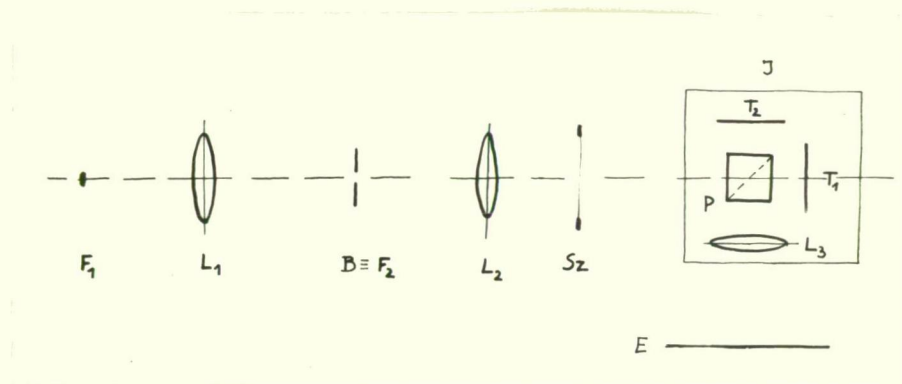
6,9. ábra

Jobbra : T_2 tartó-asztala oldal nézetben

Balra : T_1 tartó-asztala és annak megtoló szerkezete
hátul-nézetben.

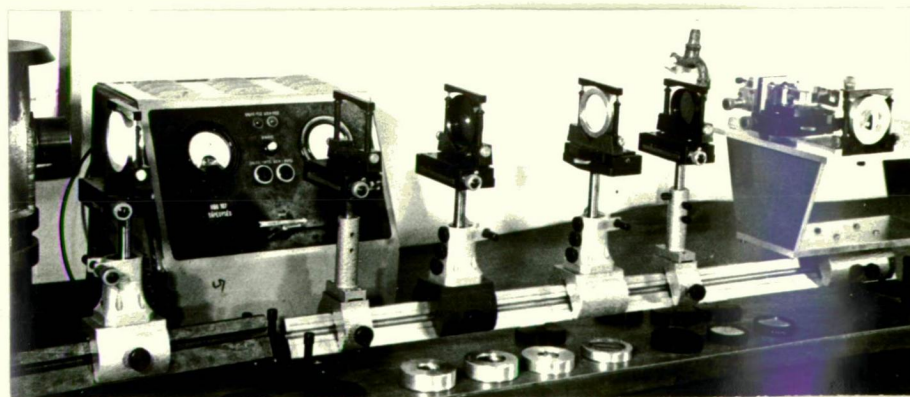
7. §. A teljes interferométer összeállítása

Az interferométert és az ezt kiegészítő egyéb optikai eszközöket elvi elrendezésben a /7,1./ ábra, fényképfelvételben a /7,2./ ábra mutatja. A fényképen az eszköz mögött



7,1. ábra

A teljes interferométer elvi rajza



7,2. ábra

Az összeállított interferométer fényképe

bal oldalon a fényforrás feszültségstabilizátora van. Az

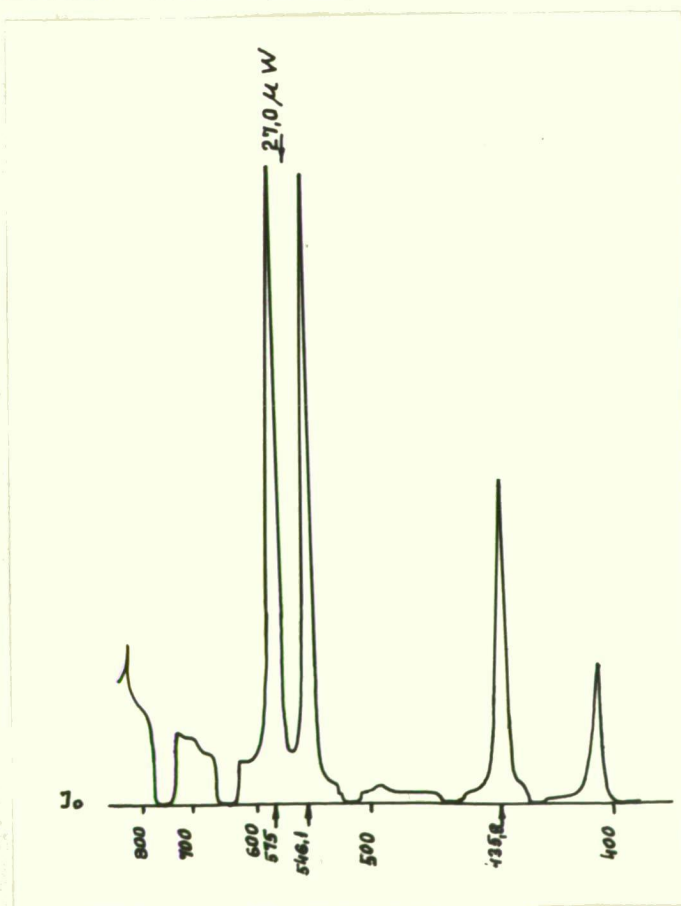
interferométer Zeiss-féle optikai sinre van összeállítva, a sugármenet a sin élétől 210 mm. Az alábbiakban közöljük az egyes optikai részek adatait és azok elrendezését.

F_1 : Elsődleges fényforrás. E célra:

a/ HBO 107-es 100 W-os / 32 V egyenfeszültségű / lámpát,

b/ Cd-Hg spektrállámpát /1,3 A, 220 V váltófeszültség/ használtunk.

A HBO 107 lámpa spektrális energiaeloszlási görbáját /7,3./ ábra mutatja. A görbe felvétele SPM-2 monokromátorral készült / $R_1 = R_2 = 1 \text{ mm}$ résnyílásokkal polarizálatlan fénnel/. A fény intenzitásváltozását Zeiss VTH-8 típusu termoelem detektálta.



7,3. ábra.

HBO 107-es nagy-
nyomású higany -
lámpa spektrális
energia-eloszlá-
sa

Az a/-fényforrás nagy fényerőssége következtében egyaránt alkalmas a fény hullámhosszának mérésére, vagy a kelő láthatóságu fényinterferenciának nagy képfelületre való kivetítésére.

A b/ -fényforrás kis fénysűrűsége miatt inkább csak az interferométer beállítására és a hullámhossz mérés tanulmányozására használható.

L_1 : $f_1 = 125$ mm fókusz távolságu, kétszer domboru lencse. Leképezi F_1 fényforrást B fényrekeszre. A leképezett kép nagyságát úgy válasszuk, hogy a blendenyílásnál kissé nagyobb legyen, azt egyenletesen átfedje.

B : Kör-alaku fényrekesz, amely másodlagos fényforrásként szerepel.

A használt fényrekesz-nyílások átmérője:

a/ 1 mm

b/ 1,5 mm

c/ 2 mm

d/ fényrekesz nélkül.

Az a/ és b/ esetet hullámhossz mérésnél, a c/ és d/ esetet nagy képfelület előállításánál lehet használni.

L_2 : $f_2 = 195$ mm fókusz távolságu lencse, amely a másodlagos fényforrásból jövő fény-nyalábot párhuzamossá teszi. Ezért a B fényrekesztől 195 mm-re, a lencse fókusz távolságára helyezkedik el.

S_z : Interferenciaszűrő, amelynek segítségével a fény -

forrásból bizonyos sávszélességű monokromatikus fényt kaphatunk. Mivel L_2 lencse után a sugárnyaláb párhuzamos, L_2 lencse és J interferométer közé tetszőleges helyre helyezhető. Az alábbi színszűrőket használtuk:

	Hullámhossz	Félértékszélesség ^{x)}
a/ sárga	$\lambda_0 = 575 \text{ nm}$	$\Delta\lambda = 7 \dots 11 \text{ nm}$
b/ zöld	$\lambda_0 = 550 \text{ nm}$	$\Delta\lambda = 7 \dots 11 \text{ nm}$
c/ ibolya	$\lambda_0 = 436 \text{ nm}$	$\Delta\lambda = 8 \dots 12 \text{ nm}$

J : Interferométer. Részletes leírásával és elrendezésével az 6.§.-ban foglalkoztunk.

L_3 : Vetítőlencse. A létrejövő interferencia valódi képet állítja elő E ernyőn. Fókusz távolsága a kivetítendő kép nagyságától és az ernyő távolságától függ.

Foglalkozunk ezután az interferométer beállításával.

1/ Az optikai sín legmegfelelőbbben két, $30 \times 30 \text{ cm}^2$ alapu, 80 cm magas beton-tömbre állítandó . Kielégítő, de

x) Egy optikai szűrőnek két jellemző adata [30] :

a/ a fényáteresztő képesség:

$$\tau_\lambda = \frac{J_b}{J_a}$$

ahol J_a a beeső fény-nyaláb, J_b a kijövő fény-nyaláb fényáram sűrűsége merőleges áthaladás esetén;

b/ a félértékszélesség: $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, ha $\lambda_1 < \lambda_0$, és

$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_0$, ha $\lambda_0 < \lambda_2$, amely λ_1 , illetve λ_2 -re $\tau_{\lambda_0}/2$ az áteresztőképesség. A dolgozatban pd. $\lambda_0 = 575 \text{ nm}$ -re $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_1 = 7 \text{ nm}$; $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_0 = 11 \text{ nm}$.

rezgésre érzékenyebb, a sinnek vastag /legalább 3 cm/ fedőlapu, masszív, keményfa asztalra való felállítása is. Ha a teljes optikai összeállítás egyetlen sinen nem fér el, az elsődleges fényforrás /a/, vagy b// külön sinre is állítható.

2/ A sin vízszintezése és a sugármenet kijelölése katetométer és lovasra felfogott kartonlap segítségével végezhető el. A katetométer távcsövének beállításával megadjuk a sugármenet magasságát. A kartonlapot a sin egyik végére állítva, a lapon kijelöljük a fonálkereszt képét. A kartonlapot a sin másik végére toljuk, s a sin lábcavarjainak segítségével egybeejtjük a távcső fonálkeresztjét annak a kartonlapon levő képével.

3/ Felhelyezzük \mathcal{F}_1 fényforrást a sinre. Fényének segítségével ellenőrizhetjük a sugármenet beállításának helyességét. Ha a távcsövön át nézve a fonálkereszt és annak a kartonlapon levő képe egybeesik, a sugármenet jó.

4/ B fényrekeszt az előbb /Lásd: L_1 alatt/ leírtak alapján felhelyezzük a sinre.

5/ L_2 -t helyezzük fel, hogy B ennek fókuszpontjába essék. Ekkor B -nek a végtelenre állított katetométer távcsövében éles képe jelentkezik.

6/ Felhelyezzük a teljes interferométert a sinre és annak beállítását és jusztírozását végezzük el.

a/ Az osztóprizma beállítását megkönnyíti, hogy az kettős asztalon áll, amelynek segítségével vízszintes és

függőleges tengely körül az osztó prizma bizonyos határok között forgatható. Ezáltal a prizma lapja a sugármenetre merőlegesen állítható. T_1 és T_2 tükröket fekete papírral takarjuk le. A prizmát a vízszintező és oldalcsavarok segítségével úgy állítjuk be, hogy egyrészt a sugármenet a prizma lap közepére essék, ami a két asztallap távolságának változtatásával érhető el, másrészt a B fényforrásból kiinduló fény-nyaláb a prizma előlapjáról visszaverődve, B képét önmagára képezze le. Ezáltal a prizma T_0 fényosztó felülete a sugármenetre 45° szögben áll.

b/ A T_2 tükör beállítása. A szupportra felfogott tükrőtartó rendszert B gomb segítségével úgy állítjuk be, hogy T_2 tükör lehetőleg közel legyen a prizma felé eső lapjához. Ez a használt interferométernél a /6,1./ábra szerint 18 mm körül volt. Ez a kis távolság azért szükséges, hogy a légáramlat és a hőmérséklet változás az interferenciaképet ne rontsa. Fekete papírral takarjuk le T_1 -t. A prizmára eső fény T_0 közvetítésével részben T_2 -re jut. Arról visszaverődve és a prizmán áthaladva, visszajut a diafragmára. A G és F forgató gombok segítségével elérhetjük, hogy a T_2 -ről visszavert fény a diafragma nyílásába jusson vissza. Ekkor T_2 a ráeső sugár-nyalábra merőleges.

c/ A T_1 tükör beállítása lényegében ugyanaz, mint T_2 -é. Most a T_2 -t takarjuk le, s a G gombok segít-

ségével úgy állítjuk be T_1 -t, hogy a róla visszavert sugár is a diafragma nyílásába jusson vissza.

d/ A reflektáló tükrök koherencia-hosszon belüli beállítását legelőnyösebben ék-interferenciával és monokromatikus fénnel végezhetjük el. T_2 tükröt D_2 csavar segítségével a vízszintes síkban fekvő kis ε szöggel /kísérleteinknél a számítások szerint kb. 1 szögperc volt igen megfelelő/ elállítjuk a merőleges állástól. Ezáltal függőleges helyzetű interferencia-csíkakat fogunk kapni. / D_3 csavar segítségével ugyanigy vízszintes helyzetű interferencia-csíkakat kapunk. Kísérleteinknél az első beállítást használtuk, s a további leírásokban erre az esetre szorítkozunk./ A B gomb segítségével a T_1 és T_2 tükröket a prizmatól lehetőleg / 1 mm-es hibahatáron belül / egyenlő távolságra állítjuk be. Ez lényegében a kiegyenlített karhossz elsődleges beállítását jelenti. Pontosabb beállítás adódik T_1 tükör megtoló csavarjának segítségével. Ebből, mint az az 5.§ -ből ismeretes, kettő van. A C_1 : a durván megtoló és C_2 : a finoman megtoló csavar.

C_2 feloldásával, de úgy, hogy annak csavarmenete középalásban maradjon, C_1 segítségével beállítjuk a kiegyenlített karhosszt, vagyis azon tükörállást T_1 -re, a melynél az interferencia előáll. A jelentkező interferenciát legelőnyösebben kisebb felületű /5x5 cm² nagyságu / fehér kartonlapon szemlélhetjük, azt kézzel tartva L_3

képterében. Az interferencia-csíkok jelentkezése után C_2 -t kötjük C_1 tengelyéhez, s ennek csavarásával ellenőrizzük, hogy T_1 teljes eltolásakor egyrészt a koherenciahosszon belül maradunk-e, másrészt eltolás közben a csíkok kontrasztja kielégítő-e. Főként ez utóbbi hiba fordulhat elő, amelynek oka, mint azt a 4.§ végén láttuk az, hogy a megfigyelési ponthoz tartozó homológ pontok kedvezőtlen elhelyezkedésűek. Ilyen esetben C_2 feloldásával C_1 -t csavarjuk el kissé egyik, vagy másik irányba úgy, hogy a láthatóság növekedjék. Ezután C_2 -t ismét a C_1 tengelyéhez rögzítve a láthatóságot újból az egész eltolásra ellenőrizzük. Ha a kontraszt beállítása sikerült, az interferométer összeállítását elvégeztük.

7/ Foglalkoznunk kellene még a C_2 finoman megtoló csavar kalibrálásával. Mivel ez a hullámhossz mérésével kapcsolatos feladat, ezzel a 7.§.2. pontjában foglalkozunk.

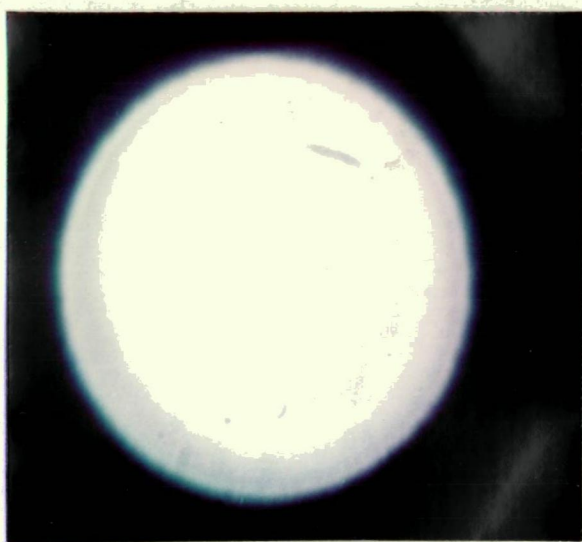
8.§. Kísérletek és mérések az interferométerrel

Az előző fejezetekben leírt interferométert felhasználtuk:

- 1/ monokromatikus fény interferenciájának tanulmányozására,
- 2/ a monokromatikus fény hullámhosszának meghatározására.

1/ A fény interferenciájának tanulmányozása. Igen lényeges, hogy az előállított interferenciakép minél nagyobb legyen. Ezért a fénynyalábnak lehetőleg nagy intenzitással kell az interferométerbe belépni. Hogy ezt elérhessük, a /7,2./ ábrán feltüntetett fényrekeszt elhagyjuk. Ezzel ugyan a fény koherenciája csökken, az interferencia kontrasztja romlik, de a nagy fényerősség következtében 10-15 m távolságból is jól szemlélhető képet kapunk. L_3 vetítő lencse a tőle 3-4 m távolságra lévő ernyőre vetíti a képet, amelynek nagysága esetünkben 70 cm átmérőjű képfelület volt.

a/ Interferencia gyűrűk előállítása. Helyezkedjenek el T_1 és T_2 reflektáló tükrök a sugármenetre merőlegesen. Kikereshetjük kevert, kontinuos fény segítségével a kiegyenlített karhosszt is a T_1 tükör tartó-asztalát megto-
ló C_1 és C_2 csavarok segítségével. Ilyen beállításról mutat jó megközelítéssel felvételt a /8,1./ ábra. A felvétel-
nél $B = F_2 = 1,5 \text{ mm}$ blende nyílás, $1/1250 \text{ s}$ exp. idő, fény-
forrásként Cd-Hg spektrál lámpa szerepelt. / A fényképező
készüléket objektív nélkül használtuk, az interferenciaké-
pet L_3 vetítette a filmre. A felvételek ORWO Color NC 16.
filmre készültek.



8,1. ábra

A kiegyenlített
karhossznál ké-
szült fénykép
felvétel

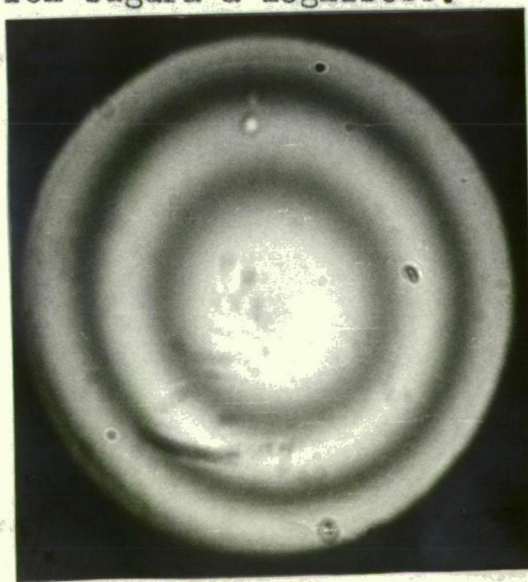
Az interferenciakép előállítására előtt lehetséges az interferáló nyalábokat külön-külön is megmutatni. Ez elvégezhető a 7.§.6b. pontban leírt módon hol az egyik, hol a másik reflektáló tükör letakarásával.

Toljuk el T_1 tükört a kiegyenlített karhossz távolságától. A két tükör planparelel levegő-réteget alkot. Az interferenciakép 2.§.1. szerint körgyűrűkből áll. A csíkszélesség (2,5) egyenlet szerint a lemezvastagsággal fordítva arányos. Ennek megfelelően azt tapasztaljuk, hogy a kiegyenlített karhossz-távolságtól kevésbé térve el /vagyis igen vékony levegő-rétegnél/ az ernyőn egyetlen szín jelentkezik: a ki nem oltott színek keverék-színe. A kiegyenlített karhossztól jobban eltérve /vastagabb levegő-rétegnél/ a képfelületet különböző színű koncentrikus körök töltik ki. Az ernyőn L_3 lencse optikai tengelyének dőféspontjától, mint középponttól számított r sugaru körön az utkülönbség a két tükörtől visszavert sugarak számára állandó.

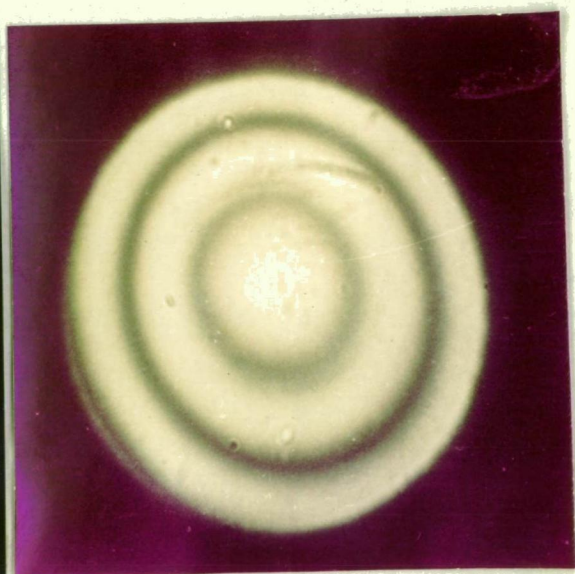
A kevert fényben lévő monokromatikus színek számára más-más r távolságra lesz $\frac{\lambda}{2} \cdot (2k+1)$ az utkülönbség, s ettől függően más és más monokromatikus fény oltódik ki.

Gyűrűs interferenciát monokromatikus fénnel fényképezünk.

A /8,2. és 8,3./ ábrák mutatnak felvételeket Cd-Hg spektrál lámpa és sárga szűrő segítségével. A fekete-fehér felvétel blende nélkül $1/50$ s exp. idővel, a színes felvétel $1,5$ mm blende nyílással $1/500$ s exp. idővel készült. Ugyanilyen adatokkal készültek a /8,4. és 8,5./ ábrák zöld szűrővel, valamint a /8,6 és 8,7. ábrák ibolya szűrővel. A /8,8. és 8,9./ ábrák két különböző színű monokromatikus fény interferenciáját egy felvételen mutatják. A /8,8./ ábra felső színe ibolya, az alsó sárga, a /8,9./ ábra felső színe ibolya, az alsó zöld. Ezeknél láthatjuk, hogy a legkisebb hullámhosszu ibolyánál a koncentrikus körök sugara a legkisebb.

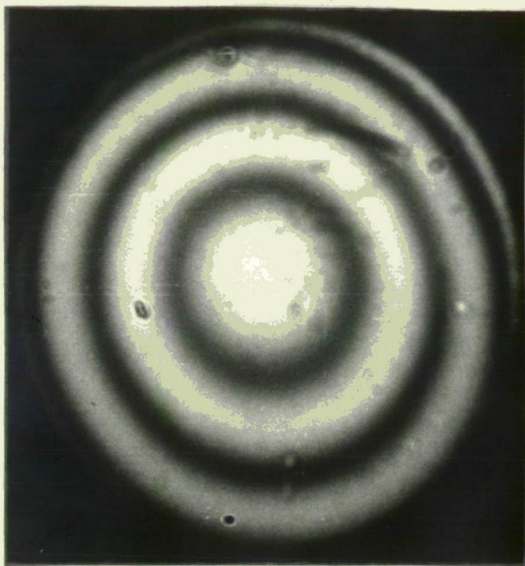


8,2. ábra

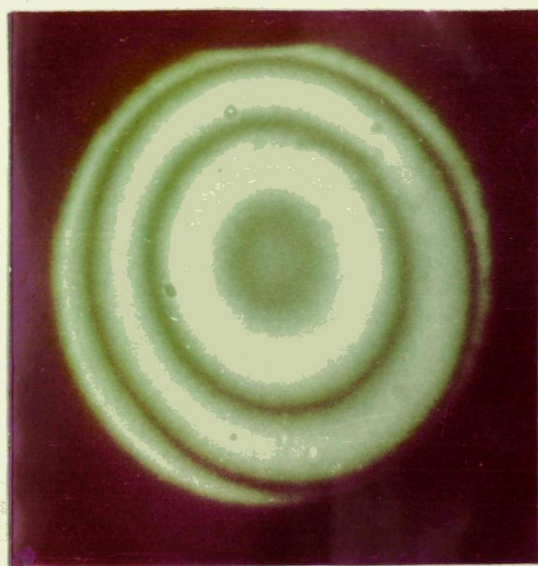


8,3. ábra

A sárga szín interferencia gyűrűi

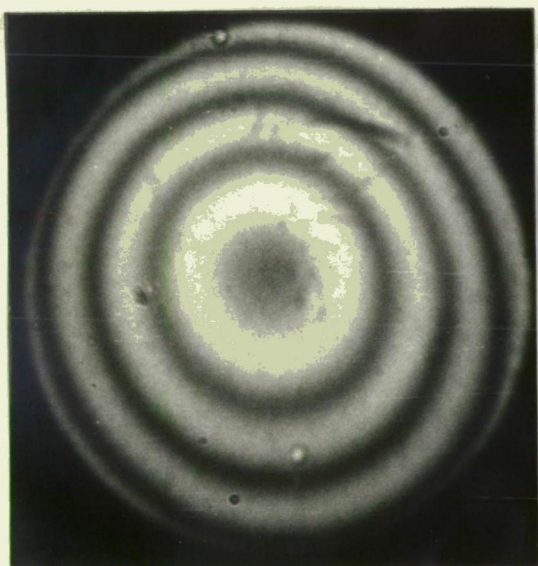


8,4. ábra



8,5. ábra

A zöld szín interferencia gyűrűi

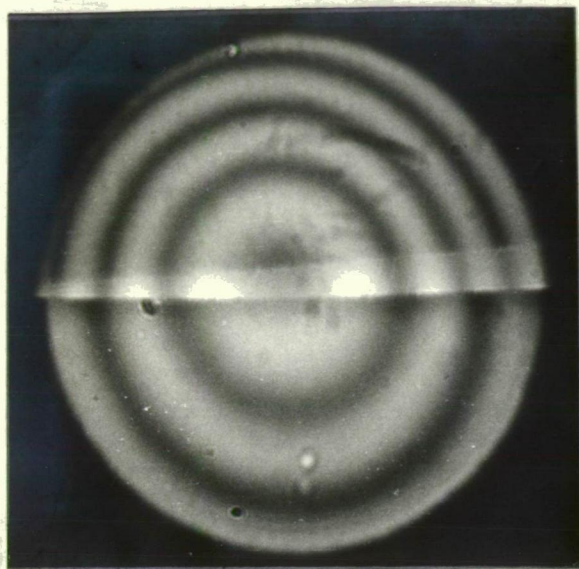


8,6. ábra

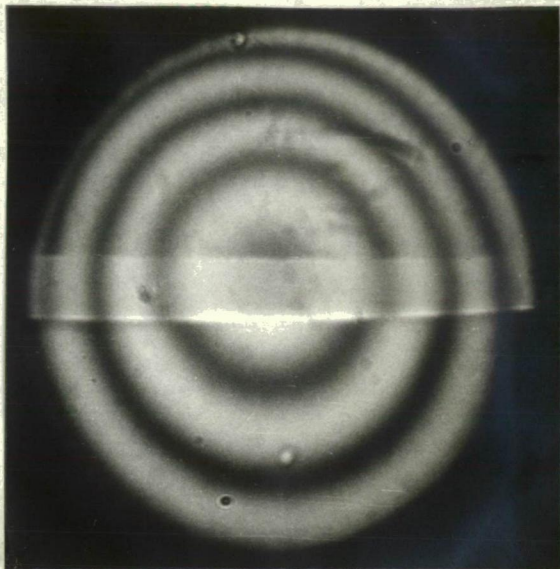


8,7. ábra

Az ibolya szín interferencia gyűrűi



8,8. ábra



8,9. ábra

Két különböző szín interferencia
gyűrűi

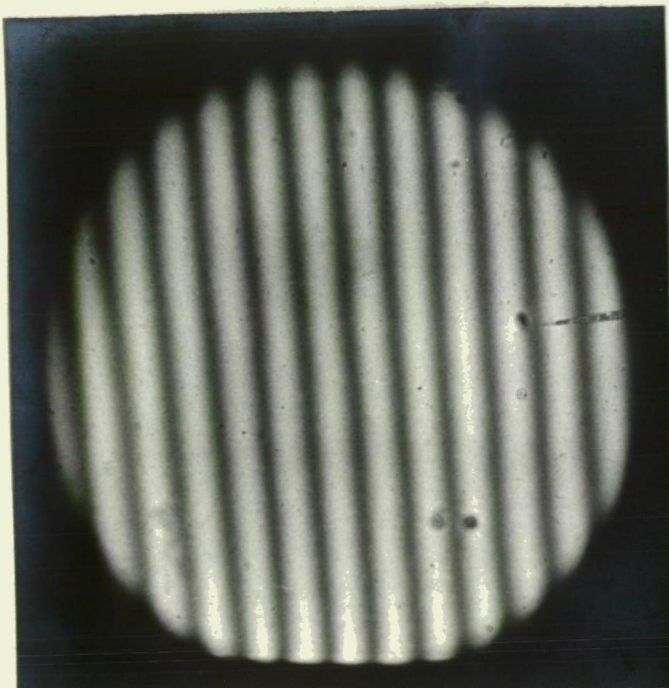
Felül: ibolya

Alul: sárga

Felül: ibolya

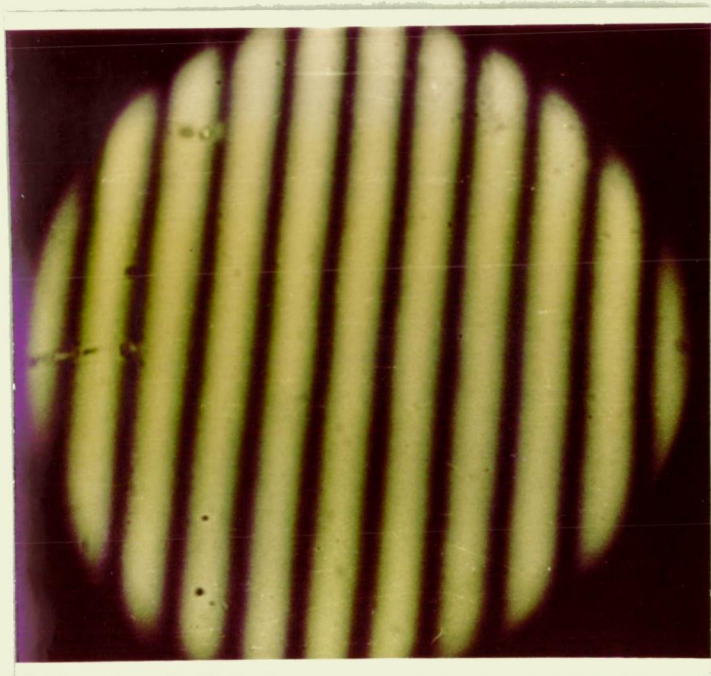
Alul: zöld

b/ Interferenciacsikokat a 6.§.6d. pontja szerint úgy állíthatunk elő, ha a $\frac{\lambda}{2}$ tükröt a merőleges állástól kis ξ szöggel elforgatjuk. Ilyen felvételeket a további ábrák mutatnak. A /8,10. és 8,11./ ábrák sárga, a /8,12. és 8,13./ ábrák zöld, a /8,14. és 8,15./ ábrák ibolya szín interferenciacsikjait mutatják. A további két ábra itt is egymás mellé fényképezett különböző színek interferenciacsikjai. A /8,16./ ábrán felül sárga, alul a zöld, a /8,17./ ábrán felül az ibolya, alul a zöld szín csikjai vannak. Itt is jól látható, hogy a hullámhossz és a csik-szélesség egyenes arányban vannak.



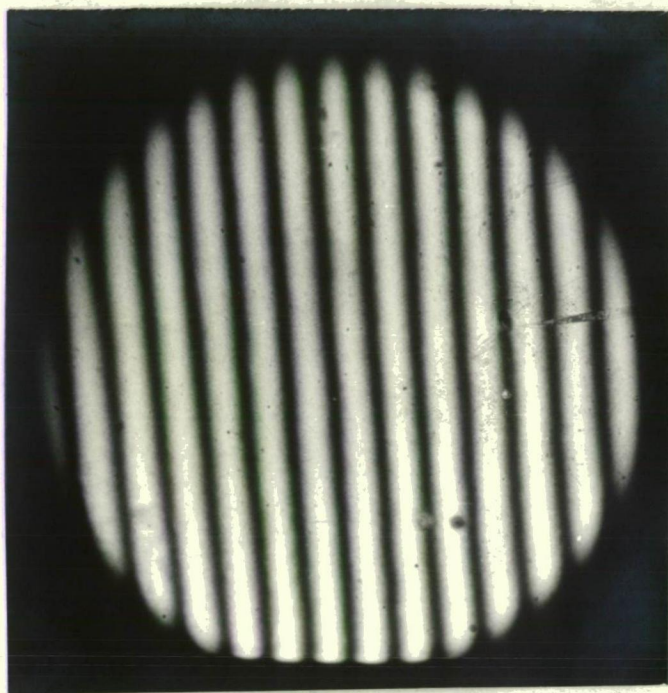
8,10.ábra

Sárga szín inter-
ferencia-csikjai



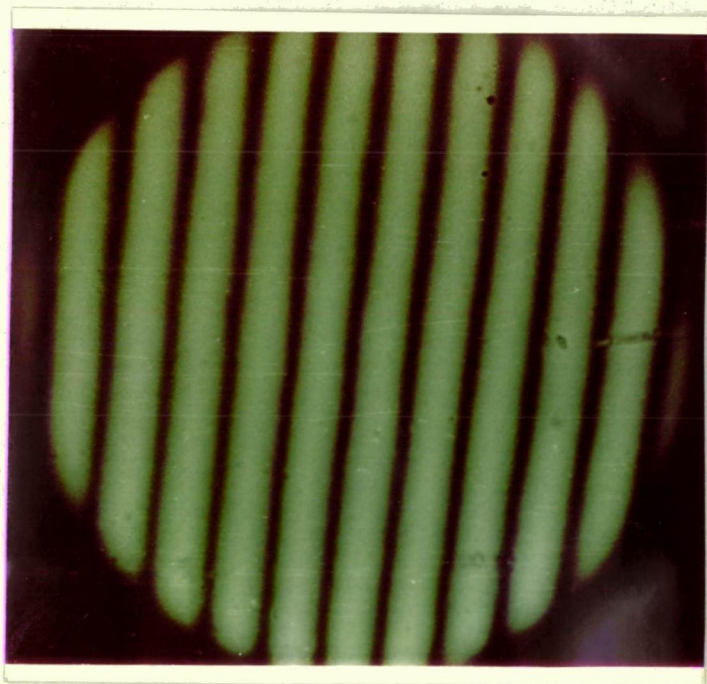
8,11.ábra

Sárga szín in -
terferencia csik-
jai



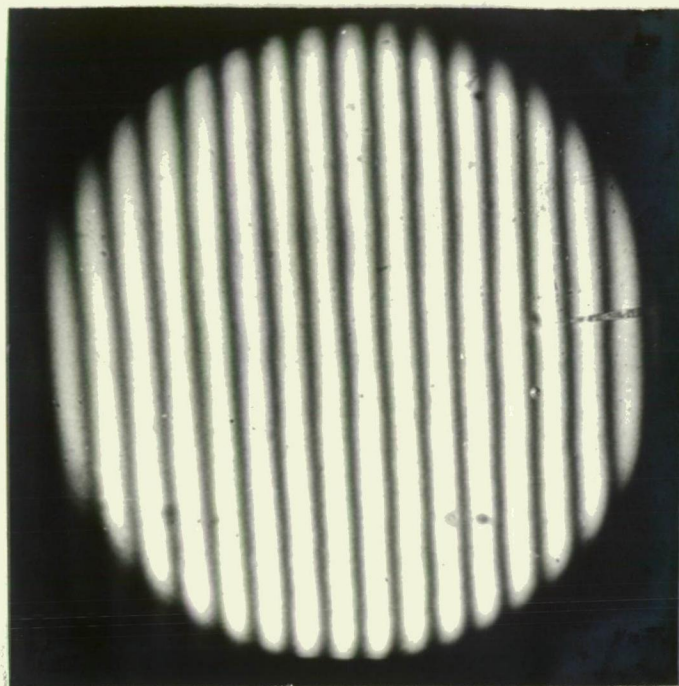
8,12. ábra

Zöld szín interferencia-csikjai



8,13. ábra

Zöld szín interferencia-csikjai



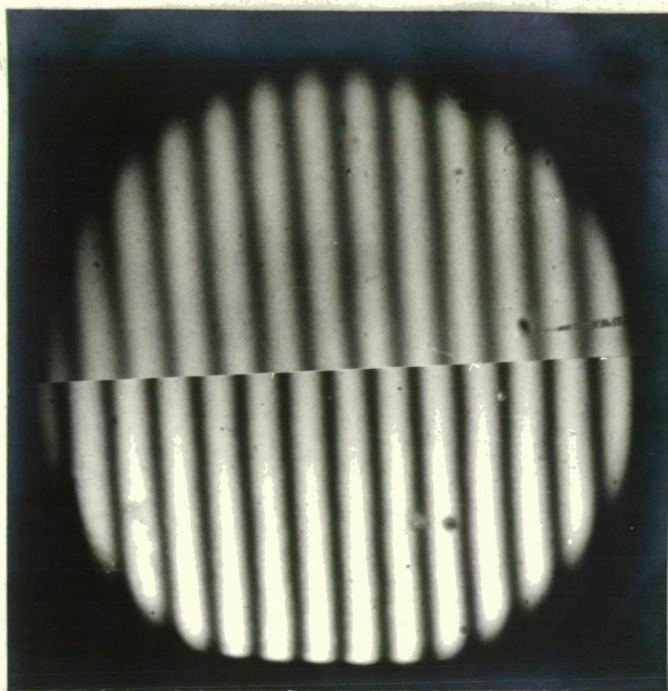
8,14. ábra

Ibolya szín interferencia-csikjai



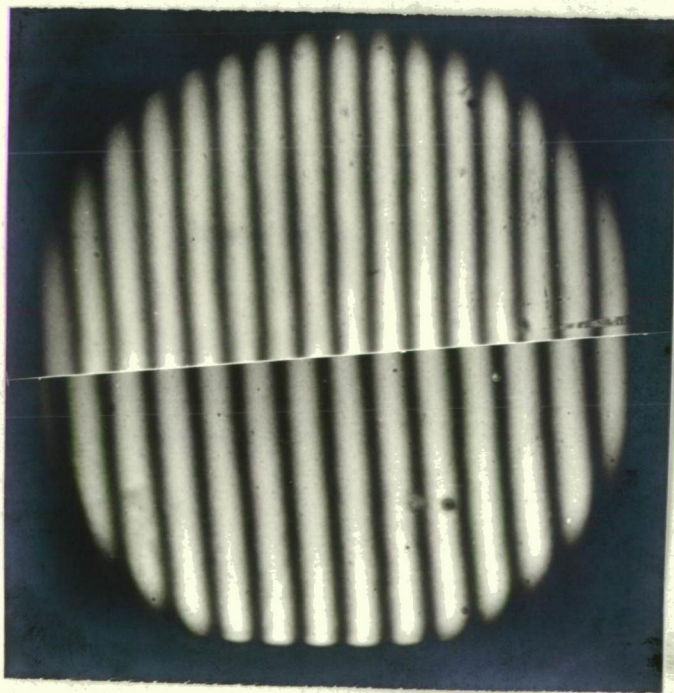
8,15. ábra

Ibolya szín interferencia-csikjai



8,16. ábra

Két különböző szín interferencia- csikjai
Felül sárga , alul zöld.



8,17. ábra

Két különböző szín interferencia-csikjai.
Felül ibolya, alul zöld.

2/ A monokromatikus fény hullámhosszának mérése. Lényeges, hogy a fény koherencia-hossza minél nagyobb legyen. Ezért a hullámhossz mérésnél $B=1\text{ mm}$ fényrekeszt használtunk. Az L_3 lencsét kicserélve az interferométertől 1 m távolságra helyezett ernyőn előállított 10-15 cm átmérőjű képfelület még a terem kis elsötétítésénél is a mérés számára kielégítő fényerősséggel jelentkezett. Mérésnél függőleges helyzetű csikokat használtunk. Az ernyőre rögzített függőleges cérnaszálhoz /mely megközelítőleg átment L_3 tengelyének az ernyővel alkotott döfpontján / viszonyítottuk az interferenciacsikok elhelyezkedését. A T_1 tükör tartóasztalát finoman megtoló C_2 csavart és ezzel a csavar dobskáláját növekvő beosztás felé csavarva az interferenciacsikok az ernyőn jobbról-balra vonultak a cérnaszálhoz viszonyítva. A C_2 -t fordított irányba csavarva, az interferenciacsikok is fordítva vonultak. A C_1 megtoló csavar segítségével az ernyőn olyan interferencia-kontrasztot állítunk elő, amelynél a maximumok és a minimumok jól elkülönülnek egymástól és a kontraszt C_2 teljes elforgatásakor lényegesen nem változik.

Mérésnél elsődleges fényforrásként HBO 107 lámpát használtunk. Ennek fényéből a már említett interferenciaszűrők segítségével kaptunk megközelítően monokromatikus fényt. A HBO 107 lámpa szinképében a sárgában $\lambda_1=579,066$ nm és $\lambda_2=578,96$ nm hullámhosszu vonalak fordulnak elő $I_1/I_2=1000/500=2$ intenzitás aránnyal. Mivel a szűrő fél-

értékszélességét figyelembe véve mindkét hullám átmegy, mind a kettő részt vesz az interferenciában. Ez a kontrasztosságot rontja, mivel az intenzitások is viszonylag egymáshoz közel vannak. A lebegés azonban nem mérhető ki a leolvasható kevés számú /40-50 közötti/ csík miatt.

A HBO 107 lámpának a zöld színben $\lambda = 546,1$ nm hullámhosszu vonala van. A legközelebb jelentkező nagy intenzitású vonalak: $\lambda_1 = 491,6$ nm $I_1/I_2 = 50/2000$ intenzitás-aránnyal, valamint $\lambda_2 = 576,9$ nm $I_2/I_1 = 600/2000$ intenzitás-aránnyal. Ezek a zöld szűrő után zavaróan már nem jelentkeznek, s így ez a vonal felhasználható C_2 csavar dob-skálájának jusztirozására.

A HBO 107 szinképében ibolyában $\lambda_1 = 435,8$ nm és $\lambda_2 = 434,7$ nm hullámhosszu vonalak vannak $I_1/I_2 = 3000/200$ intenzitás-aránnyal. Itt λ_2 ismét zavarja az interferenciát, de lebegéssel szintén nem mérhető ki a 60-70 közötti leolvasható csík segítségével. Ugy a sárga, mint az ibolya színben jelentkező két vonal olyan közel van egymáshoz, hogy eszközünktől nem is kívánhatunk ilyen mérési pontosságot. Mért hullámhosszként vehetjük vagy a nagyobb intenzitású vonal hullámhosszát, vagy a két hullámhossz számtani közepét. Mindkét érték a várható hibán belül esik.

A mérést a következőképpen végezzük. A C_2 csavar skálájának elejére állunk. A csavart a növekvő skálaszám felé forgatva egy csík maximumának közepét az ernyőn levő cérnaszálra állítjuk. Leolvassuk a skála beosztást. Tovább

csavarva növekvő skálaszám felé /mérési táblázatban "oda" jelzéssel/ lo csik elvonulása után mindig leolvassuk a skála állást, ahányszor ez lehetséges. "Vissza" irányban forgatás előtt kiforgatjuk C_2 -t a legnagyobb skálaszámmra. Ezután csökkenő skálaszám felé forgatva ismét ráállunk egy csik maximumával a cérnaszálra, leolvassuk a skálaszámot, majd ismét lo-lo csik elvonulása utánni skálaszámokat jegyezzük fel. A kezdeti elforgatások a csavarmenet holtjátékának elkerülése miatt szükségesek. Mérési táblázataink első oszlopában a leolvasott skálaértékek vannak. A második oszlopban a skálaértékek különbsége található. Ez a szám azt mutatja meg, hány beosztással kellett a skálát elforgatnunk ahhoz, hogy lo interferenciacsik a cérnaszálon keresztül elvonuljon. A harmadik oszlopban a második oszlop számértékeinek számtani közepe van.

A C_2 csavar skálájának jusztirozására, mint már említettük, a $\lambda = 546,1$ nm-es zöld vonalat használtuk. Itt a zöld vonalra adott irodalmi értéket elfogadtuk, s a mérésnél azt kerestük, hogy lo csik elvonulásához hány skálarész elforgatás szükséges. A mérési eredményt a "zöld" jelzés alatti táblázatok adják.

A C_2 csavar jusztirozott skálájának segítségével mérjük a már említett "sárga" és "ibolya" vonalak hullámhosszát. A táblázatok elrendezése a már említett táblázatok beosztásával megegyezik. Összehasonlítás végett az irodalmilag elfogadott hullámhosszakat is feltüntettük.

Hibaszámitás. Az "oda" és "vissza" forgatásnál mért lo csikra eső skála rész számtani közepe a harmadik oszlopban található. Ezek számtani közepét fogadtuk el, mint lo félhullámhossz egyes mérési eredményeit. Ezek egy-egy hullámhosszra vonatkozó mérés összesítő táblázatában $\Delta_i X$ -el /illetve $\Delta_i Y$ -al/ vannak jelölve. Az összesítő táblázat második oszlopában ezek számtani közepe szerepel ΔX /illetve ΔY / jelöléssel, mint elfogadott mérési eredmény. E két oszlop segítségével számítottuk a δ_x /illetve δ_y / négyzetes mérési hibát:

$$\delta_x = \pm 0,674 \cdot \sqrt{\frac{\sum (\delta_i x)^2}{n(n-1)}}$$

összefüggés segítségével [31] .

A sárga és ibolya vonal hullámhosszát, illetve hibáját a mérések alapján az alábbi megfontolással számolhatjuk.

Legyenek: a jusztirozásra használt vonalra nézve: λ_x a hullámhossz, $\Delta X \pm \delta_x$ a lo csikra eső skála elforgatás, a mérendő vonalra nézve: λ_y a hullámhossz, $\Delta y \pm \delta_y$ a lo csikra eső skála elforgatás.

$$\frac{\lambda_y}{\lambda_x} = \frac{\Delta y \pm \delta_y}{\Delta x \pm \delta_x} = \frac{\Delta y \pm \delta_y}{\Delta x} \cdot \frac{1}{1 \pm \frac{\delta_x}{\Delta x}}$$

Az első tényezőt két tagra bontjuk, a másodikat sorbafejtjük. A sorbafejtés a harmadik tagtól elhanyagolható.

$$\frac{\lambda_y}{\lambda_x} = \left(\frac{\Delta y}{\Delta x} \pm \frac{\delta_y}{\Delta x} \right) \cdot \left(1 \pm \frac{\delta_x}{\Delta x} \pm \dots \right)$$

$$\frac{\lambda_y}{\lambda_x} = \frac{\Delta y}{\Delta x} \pm \frac{\delta y}{\Delta x} \pm \frac{\Delta y \cdot \delta x}{(\Delta x)^2} \pm \frac{\delta y \cdot \delta x}{(\Delta x)^2}.$$

A 4. tag a 2. és 3. taghoz viszonyítva elhanyagolható. Ezért:

$$\lambda_y = \lambda_x \cdot \frac{\Delta y}{\Delta x} \pm \lambda_x \cdot \left[\frac{\delta y}{\Delta x} + \frac{\Delta y \cdot \delta x}{(\Delta x)^2} \right].$$

Ezen összefüggéssel számolva, a mérési eredmények felhasználásával az alábbi eredményeket kaptuk.

"Sárga" vonal:

$$\lambda_s = 546,1 \cdot \frac{123,325}{116,02} \pm 546,1 \cdot \left[\frac{0,4}{116,02} + \frac{123,325 \cdot 0,09}{116,02^2} \right]$$

$$\lambda_s = (579,13 \pm 2,33) \text{ nm},$$

ami a

$$\lambda_1 = 579,06 \text{ nm},$$

illetve

$$\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = 579,01 \text{ nm}$$

értékkel jó megegyezést mutat.

"Ibolya" vonal:

$$\lambda_i = 546,1 \cdot \frac{92,479}{116,02} \pm 546,1 \cdot \left[\frac{0,35}{116,02} + \frac{92,479 \cdot 0,09}{116,02^2} \right]$$

$$\lambda_i = (435,3 \pm 2,9) \text{ nm}.$$

Ez a

$$\lambda_1 = 435,8 \text{ nm},$$

illetve

$$\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = 435,25 \text{ nm}$$

értékkel szintén kielégítően megegyezik.

"Zöld" vonal. Fényforrás: HBO 107: $\lambda = 546,1$ nm vonal
Színszűrő hullámhossza: $\lambda = 550$ nm

Oda		
Leolvasott skála	Elforgott skála	Közép
67	115	116,4
182	114	
296	118	
414	125	
539	120	
659		

Vissza		
Leolvasott skála	Elforgott skála	Közép
654	116	116
538	120	
418	115	
303	113	
190	116	
74		

Vissza		
Leolvasott skála	Elforgott skála	Közép
636	116	115,8
520	118	
402	116	
286	115	
171	114	
57		

Oda		
Leolvasott skála	Elforgott skála	Közép
48	111	116,4
159	115	
274	114	
388	125	
513	117	
630		

Oda		
Leolva-sott skála	Elfor-ga-tott skála	Közép
93	114	115,8
207	113	
320	118	
438	117	
555	117	
672		

Vissza		
Leolva-sott skála	Elfor-ga-tott skála	Közép
654	119	116
535	113	
422	116	
306	115	
191	117	
74		

Oda		
Leolva-sott skála	Elfor-ga-tott skála	Közép
74	115	116
189	116	
305	114	
419	119	
538	116	
654		

Vissza		
Leolva-sott skála	Elfor-ga-tott skála	Közép
668	115	115
553	115	
438	114	
324	114	
210	117	
93		

Oda		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
65	119	116,6
184	115	
299	116	
415	120	
535	113	
648		

Vissza		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
635	118	116,2
517	114	
403	116	
287	115	
172	118	
54		

$\Delta_i X$	Δx	$\delta_i x$	$(\delta_i x)^2$	δx
116,40	116,02	+ 0,38	1444.10 ⁻⁴	+ 0,09
116,00		- 0,02	4.10 ⁻⁴	
115,80		- 0,22	484.10 ⁻⁴	
116,40		+ 0,38	1444.10 ⁻⁴	
115,80		- 0,22	484.10 ⁻⁴	
116,00		- 0,02	4.10 ⁻⁴	
116,00		- 0,02	4.10 ⁻⁴	
115,00		- 1,02	10404.10 ⁻⁴	
116,60		+ 0,58	3364.10 ⁻⁴	
116,20		+ 0,18	324.10 ⁻⁴	
1160,20			17960.10 ⁻⁴	

"Sárga" vonal. Fényforrás: HBO 107: $\lambda_1 = 579,06 \text{ nm}$

$\lambda_2 = 578,96 \text{ nm}$

Szinszűrő hullámhossza: $\lambda = 575 \text{ nm}$

Oda		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
78	114	122
192	124	
316	123	
439	127	
566		

Vissza		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
562	124	123,75
438	124	
314	123	
191	124	
67		

Oda		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
94	117	122,25
211	122	
333	127	
460	123	
583		

Vissza		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
557	125	124,75
432	124	
308	124	
184	126	
58		

Oda		
Leolva- sott skála	Elforga- tott skála	Közép
60	115	123
175	125	
300	124	
424	128	
552		

Vissza		
Leolva- sott skála	Elforga- tott skála	Közép
600	122	125,5
478	128	
350	126	
224	126	
98		

Oda		
Leolva- sott skála	Elforga- tott skála	Közép
91	113	120,75
204	121	
325	123	
448	126	
574		

Vissza		
Leolva- sott skála	Elforga- tott skála	Közép
501	118	125,25
383	128	
255	127	
128	128	
0		

Oda		
Leolvasott skála	Elforgott skála	Közép
80	117	120,5
197	119	
316	121	
437	128	
565		

Vissza		
Leolvasott skála	Elforgott skála	Közép
568	126	125,5
442	121	
321	129	
192	126	
66		

Δy	Δy	δy	$(\delta y)^2$	Σy
122,00	123,325	-1,325	$1755625 \cdot 10^{-6}$	+ 0,40
123,75		0,425	$180625 \cdot 10^{-6}$	
122,25		-1,075	$1155625 \cdot 10^{-6}$	
124,75		1,425	$2030625 \cdot 10^{-6}$	
123,00		-0,325	$105625 \cdot 10^{-6}$	
125,50		2,175	$4730625 \cdot 10^{-6}$	
120,75		-2,575	$6630625 \cdot 10^{-6}$	
125,25		1,925	$3705625 \cdot 10^{-6}$	
120,50		-2,825	$7980625 \cdot 10^{-6}$	
125,50		2,175	$4730625 \cdot 10^{-6}$	
1233,25			$33006250 \cdot 10^{-6}$	

"Ibolya" vonal. Fényforrás: HBO 107: $\lambda_1 = 435,8$ nm
 $\lambda_2 = 434,7$ nm
 Színszűrő hullámhossza: $\lambda = 436$ nm

Oda		
Leolva- sott skála érték	Elforga- tott skála érték	Közép
70	85	91,16
155	89	
244	91	
335	95	
430	98	
528	89	
617		

Vissza		
Leolva- sott skála érték	Elforga- tott skála érték	Közép
634	90	93,16
544	99	
445	92	
353	95	
258	91	
167	92	
75		

Oda		
Leolva- sott skála	Elforga- tott skála	Közép
79	91	90,83
170	88	
258	90	
348	93	
441	91	
532	92	
624		

Vissza		
Leolva- sott skála	Elforga- tott skála	Közép
573	93	95,16
480	94	
386	96	
290	94	
196	91	
105	103	
02		

Oda		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
91	90	91,33
181	88	
269	89	
358	94	
452	94	
546	93	
639		

Vissza		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
658	93	95,00
565	92	
473	98	
375	98	
277	95	
182	94	
88		

Oda		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
05	93	92,16
98	89	
187	89	
276	96	
372	93	
465	93	
558		

Vissza		
Leolvasott skála	Elforgatott skála	Közép
641	90	92,66
551	92	
459	94	
365	90	
275	96	
179	94	
85		

Oda		
Leolva- sott skála	Elforga- tott skála	Közép
59	90	93,00
149	94	
243	96	
339	95	
434	92	
526	91	
617		

Vissza		
Leolva- sott skála	Elforga- tott skála	Közép
654	91	90,33
563	93	
470	88	
382	90	
292	89	
103	91	
12		

Δ_{iy}	Δy	δ_{iy}	$(\delta_{iy})^2$	δy
91,16	92,479	-1,319	$1739761 \cdot 10^{-6}$	$\pm 0,35$
93,16		0,681	$463761 \cdot 10^{-6}$	
90,83		-1,649	$2719201 \cdot 10^{-6}$	
95,16		2,681	$7187761 \cdot 10^{-6}$	
91,33		-1,149	$1320201 \cdot 10^{-6}$	
95,00		2,521	$6355441 \cdot 10^{-6}$	
92,16		-0,319	$101761 \cdot 10^{-6}$	
92,66		0,181	$32761 \cdot 10^{-6}$	
93,00		0,521	$271441 \cdot 10^{-6}$	
90,33		-2,149	$4618201 \cdot 10^{-6}$	
924,79			$24810290 \cdot 10^{-6}$	

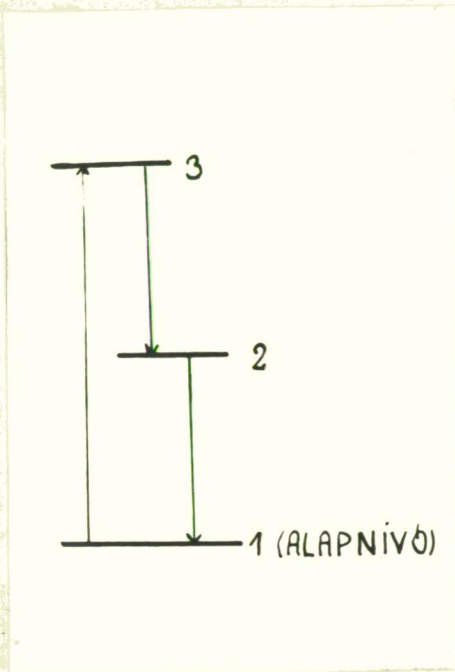
Befejezés

A dolgozatban az interferométer fényforrásaként ún. "klasszikus" fényforrást használtunk. A fényforrás által kibocsátott fénynek a fényforrástól függő meghatározott spektrális eloszlása és sáv szélessége van. Az ilyen fényforrások fényéből interferencia-szűrők segítségével kiválasztott sugárnyaláb sem tekinthető általában tökéletesen monokromatikusnak. Mind az interferométer tulajdonságainak vizsgálatára, mind az interferencia jelenségének tanulmányozására előnyösebb lenne olyan fényforrást használni, amely monokromatikus fényt bocsát ki. Ilyen fényforrásokat csak a legutóbbi időkben/1960-ban/ sikerült készíteni, habár működési lehetőségük és törvényeik már 1930 óta ismertek. Ezek a "laser" fényforrások.

A klasszikus fényforrások fénykibocsátása ún. "spontán" emisszió. A gerjesztett atom spontán jut vissza egy stabil állapotot jelentő alsóbb energia-nivóra. A valószínűségtől függően közbeeső energia-nivókon is átmehet, amelynek energiájával a term. ún. "élettartamának" megfelelő ideig rendelkezik. A spontán emissziónál sem az átmenetek kezdeti időpontjai, sem a kezdő fázisok nem határozhatók meg. A jelenség csakis a kvantum-elektrodinamika alapján magyarázható meg. Ilyen fényforrás által kibocsátott fény nem egészen monokromatikus, ennek megfelelően az 1. §.-ban már említett koherencia-hossz kicsi. Pl. a Na D vonal koheren-

cia-hossza 6 cm , a magspin nélküli, s ezért spektrális finom szerkezetet nem mutató ^{198}Hg 198-as izotóp $546,1\text{ nm}$ -es vonalának koherencia hossza viszont 60 cm , $\Delta\lambda = 5 \cdot 10^{-4}\text{ nm}$ sáv-szélességét véve [33].

A laser-fényforrás fénykibocsátása ezzel szemben "indukált" -vagyis "stimulált"-emisszió. Termikus egyensúlyi állapotban az atomi rendszer energia-eloszlását a Boltzmann statisztika írja le. Az alacsonyabb energia-nívók populációja nagyobb, mint a felsőbb nívóké. Az indukált emisszió létrejöttének feltétele a "populáció inverzió", vagyis olyan populáció eloszlás, amelynél a magasabb energia-szinten több az atomok száma, mint az alacsonyabb szinten. A laser-fényforrás működési elve, az indukált emisszió már a kvantummechanikával értelmezhető. Legyenek (1), (2) és (3) egymás után következő energia-nívók, ahol (1) lehet az alapnívó is /B.1. ábra/. Külső energiával az (1) nívóról gerjesztjük az atomot a (3) nívóra. A (3) nívóról az atomok egy része visszaesik (1) -re, másik része átmegy (2) -re, ahonnan ismét az alapállapotba jut. Ha a (3) nívóról a (2) -re jutó atomok száma az időegységben nagyobb, mint a (2) nívóról a (1) -re jutóké, előáll a populáció inverzió a (2) és (1) nívók között. Az átmenetek valószínűségét ehhez úgy kell megválasztani, hogy a (3) nívóról az (1) -re és a (2) -ről az (1) -re való átmenet valószínűsége kisebb legyen, mint a (3) nívóról a (2) -re való átmenet valószínűsége. A (2) állapotban lévő gerjesztett atom egy



B,1.ábra

viisszajuttatjuk a gerjesztett anyagba. Ezáltal a sugárzás felerősödése tovább fokozódik, ha a reflektáló tükrök távolsága az indukáló sugárzás fél-hullámhosszának egész számu többszöröse /módusok/. Így csaknem tiszta szinuszos sugárzáshoz jutunk, amelyben az egyes elemi fényforrások által kibocsátott hullámvonulatok egymással fázisban vannak. A laser fény optikai sáv szélessége $\Delta\lambda = 2 \cdot 10^{-12} \text{ nm}$ [33], ezért igen nagy, több-száz méter a koherencia-hossza, s 10^{13} rendig lebegés-mentes interferencia-gyűrűk állíthatók elő. Az interferencia-gyűrűk a kis spektrális sáv szélesség következtében nagy kontrasztossággal jelentkeznek, s interferométerrel szinte tetszőleges utkülönb-

$$\nu_{12} = \frac{E_2 - E_1}{h}$$
 frekvenciájú foton indukáló hatására az átlagos élettartamnál sokkal hamarabb egy szintén ν_{12} frekvenciájú fotont bocsát ki, amely fázisban követi és így felerősíti az anyagra eső ugyanilyen frekvenciájú külső indukáló sugárzást. Az előálló és felerősített ν_{12} frekvenciájú sugárzás egy részét féligáteresztő reflektáló tükrökkel

séggel állíthatók elő / amennyiben a környezet zavaró hatását sikerül kiküszöbölni/.

A fényforrások tulajdonságainak vizsgálatához, s főként az 5.§.-ban tárgyalt spektrális finom-szerkezet vizsgálatához azonban klasszikus- fényforrások szükségesek. A kétsugaras interferométereknek az utóbbi időben ezen területen van mind nagyobb jelentőségük. Ez okból is kívánunk e dolgozatban klasszikus-fényforrásnál maradni.

Mindazoknak, akik ezen munkám elvégzését lehetővé tették és elősegítették, itt is köszönetet mondok, így Dr. Mátrai Tibor kandidátus, tanszékvezető főiskolai tanárnak, akitől egész munkám folyamán sok tanácsot és segítséget kaptam, továbbá Kántor Károlynak, a K.F.K.I. Fizikai-Optikai Osztály főmunkatársának, akitől nemcsak munkájuk eredményeit kaptam meg, hanem lehetővé tette, hogy a K.F.K.I. Fizikai-Optikai Osztályán méréseimet és kísérleteimet is elvégezhessem.

Irodalom

- [1] Budó Á.-Pócza J.: Kísérleti Fizika.95.§.319.old.
Tankönyvkiadó. Budapest. 1962.
- [2] Jánossy L.-Náray Zs.-Varga P.: Koherens fény-nyaláb -
bók korrelációjának kísérleti vizsgálata.
K.F.K.I. közleményei. 9/4. 1961.
- [3] Farkas Gy.-Jánossy L.-Varga P.: Ujabb kísérleti vizs-
gálatok fény-nyalábok korrelációjának meghatáro-
zására.
K.F.K.I. közleményei. 11/2.1963.
- [4] Vavilov,Sz.I.: A fény mikrostrukturája.II. fejezet
5.§. Akadémiai Kiadó.Budapest.1955.
- [5] Westphal,W.H.: Kleines Lehrbuch d.Physik. II.kiadás
6. fejezet. III/214.pont.2o5.old.
Springer.Berlin.1953.
- [6] Frisch,S.E. - Timorewa,A.W.: Lehrbuch d. allgemeinen
Physik. III.kötet.2o5.pont.
Veb. Deutscher Verlag d.Wiss.Berlin.1955.
- [7] Bergmann,L.-Schaefer,Cl.: Lehrbuch d.Experimental -
physik. Bd.III.IV/28.232.old.
Walter de Gruyter u.Co.Berlin.1954.
- [8] Strong,J.: Concepts of Classical Optics.Ch.VIII.
8-5. 168.old.
W.H.Freeman a.Company.San Francisco-London. 1958.

- [9] Michelson, A.A.: On the Application Of Interference-
Method to Spectroscopic Measurements.
Phys. Magazine. 38. 338-346. old. 1891.
- [10] Michelson, A.A.: Visibility of Interference-Fringes
in the Focus of a Telescope.
Phyl. Magazine. 38/5. 256-269. old. 1891.
- [11] Michelson, A.A.: On the Application of Interference-
Method to Spectroscopic-Measurements.
Phyl. Magazine. 34. 280-299. old. 1892.
- [12] Schulz, G.: Zweistrahlinterferenz: Über Interferenz-
prinzipien u. den Ort der Interferenzerscheinung.
Ann. d. Physik. 13. 421-428. old. 1953.
- [13] Schulz, G.: Über Interferenzen gleicher Dicke und
Längemessung mit Lichtwellen.
Ann. d. Physik. 14. 179-181. old. 1954.
- [14] Schulz, G.: Über Interferenzen gleicher Dicke bei
grösseren Keilwinkeln und grösserer Apertur.
Optik. 16/5. 280-287. old. 1959.
- [15] Hansen, G.-Kimder, W.: Abhängigkeit des Kontrastes der
Fizeau-Streifen in Michelson-Interferometer von
Durchmesser d. Aperturblende.
Optik. 15/9. 560-564. old. 1958.
- [16] Schulz, G.-Minkowitz, G.: Die räumliche Intensitäts -
verteilung der Keilinterferenzen.
Ann. d. Physik. 7 371-380. old. 1961.

- [17] Hopkins, H.H.: Applications of Coherence Theory in Microscopy and Interferometry.
J.of.the Optical Soc.of America. 47.1957.
- [18] Bakos J.-Kántor K.: Az interferenciakép láthatóságának térbeli eloszlása a Michelson interferométerben.
K.F.K.I.közleményei. 9/3. 129-139.old.1961.
- [19] Erdőkürti Z.-Kántor K.: Az interferencia rendszáma Michelson interferométerben kör alakú centrált fényforrás esetén.
K.F.K.I. közleményei. 10/4. 269-288.old. 1962.
- [20] Erdőkürti Z.-Kántor K.: Az interferencia rendszáma és láthatósága Michelson interferométerben téglalap alakú centrált fényforrás esetén.
K.F.K.I. közleményei. 11/2. 99-116.old.1963.
- [21] Bakos J.: Vizsgálatok a fény koherenciaképességére vonatkozólag.
Kandidátusi dolgozat. Budapest 1965.
- [22] Jánossy L.: A valószínűségelmélet alapjai és néhány alkalmazása. 53-54. old.
Tankönyvkiadó. Budapest 1956.
- [23] Lásd: [21] 6.old.
- [24] Mandel, L.-Wolf, L.: Correlation in the Fluctuating Outputs from Two Square-Law-Detectors Illuminated by Light of Any State of Coherence and Polarization.
The Phys.Rev. 124/6. 1696-1702.old.1961.

- [25] Mandel, L.: Fluctuations of the Photon Beams and their Correlations.
Proc. of the Phys. Soc. 72. 1037-1048. old. 1958.
- [26] Lásd: [22] I.-A.-2. pont. 24. old.
- [27] Frank-Mises: A mechanika és fizika differenciál- és integrál egyenletei. I. kötet. VIII.-3/1. pont. 452. old.
Műszaki Könyvkiadó. Budapest 1966.
- [28] Lásd: [16] 374. old. és [21] 14. old.
- [29] Lásd: [27] IV/3. pont. 215. old és [8] Appendix: F. 421. old.
- [30] Mátrai T.: Gyakorlati spektroszkópia. I.-3-c. pont. 24. old. és V.-3. pont. 184. old.
Műszaki Könyvkiadó. Budapest. 1963.
- [31] Kohlrausch: Praktische Physik. XIX. kiadás. B: I. II.-2.-A. pont.
B. G. Teubner. Leipzig. 1950.
- [32] Lásd: [5] 4. fejezet. I./114. pont. 108-109. old.
- [33] Brown, E. B.: Modern Optics. Part: III. 14/14. pont. 618. old.
Reinhold Publishing Corp. New York. 1965.